

**Multikristalline Siliziumsolarzellen
mit
Siliziumoxid-Siliziumnitrid-Rückseitenpassivierung**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)

der Technischen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Sinje Keipert-Colberg

Kiel

2010

1. Gutachter

Prof. Dr. H. Föll

2. Gutachter

Prof. Dr. R. Schindler

3. Gutachter

PD Dr. O. Breitenstein

Datum der mündlichen Prüfung

01. Dezember 2010

Inhaltsverzeichnis

INHALTSVERZEICHNIS	I
1 EINLEITUNG	1
2 GRUNDLAGEN	5
2.1 Kristalline Siliziumsolarzellen	5
2.2 Rekombination und Passivierung	12
2.2.1 Abschätzung des Rückseiteneinflusses auf die Solarzelle	12
2.2.2 Rekombination im Volumenmaterial	12
2.2.3 Oberflächenrekombination	14
2.2.4 Passivierungsmechanismen	15
2.2.5 Materialien für die Passivierung von Siliziumoberflächen	17
2.2.6 Injektionsabhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit	21
3 PRODUKTIONS- UND MESSTECHNIK	25
3.1 Prozesstechnik – Standardprozess des LSC Gelsenkirchen	25
3.1.1 Nasschemische Prozesse	25
3.1.2 In-Line Diffusion	26
3.1.3 Antireflexionsbeschichtung	27
3.1.4 Kontaktierung	30
3.2 Messtechnik	32
3.2.1 Lebensdauer messung	32
3.2.2 Kapazität-Spannungsmessungen	36
3.2.3 Quanteneffizienz messung	39
3.2.4 Ortsaufgelöste Zellcharakterisierung	41
4 ENTWICKLUNG UND UNTERSUCHUNG VON PASSIVIERUNGSSCHICHTEN	47
4.1 Herstellung von SiO_y und $\text{a-SiN}_x\text{:H}$	47
4.1.1 SiO_y – Schichtentwicklung und Eigenschaften	47
4.1.2 $\text{a-SiN}_x\text{:H}$	54
4.1.3 SiO-SiN -Schichtsystem	55

4.2	Optische Charakterisierung	56
4.3	Passivierung mit a-SiN_x:H und SiO-SiN	61
4.3.1	Herstellung von Lebensdauerproben	61
4.3.2	Bestwerte für beide Passivierungsmethoden	63
4.3.3	Einfluss der Oberflächenrauigkeit	65
4.3.4	Einfluss der Vorreinigung und der Depositionstemperatur	66
4.4	CV-Messungen an PECVD-Schichten	70
4.5	Einfluss der Aluminiumbeschichtung auf die Passivierung	73
4.6	Diskussion und Zusammenfassung	77
5	REINIGUNGSEXPERIMENTE AN STANDARDZELLEN	81
5.1	Einfluss der Reinigung auf Zellparameter und Quanteneffizienz	81
5.2	Einfluss der Reinigung auf den Emitterschichtwiderstand	86
5.3	Einfluss der Reinigung auf das Emitterprofil	93
5.4	Einfluss des Photostroms, des Schichtwiderstands und des Kontaktwiderstands auf den Füllfaktor	96
5.5	Zusammenfassung	97
6	RÜCKSEITENPASSIVIERTE SOLARZELLEN	99
6.1	Solarzellsimulationen	99
6.2	Prozessentwicklung für rückseitenpassivierte Solarzellen	105
6.2.1	Vorüberlegungen	105
6.2.2	Entfernung des parasitären Emitters	105
6.2.3	Prozesse zur Rückseitenkontaktierung	107
6.2.4	Aluminiumpasten für die Rückseitenmetallisierung	109
6.2.5	Zusammenfassung des Zellprozesses	113
6.3	Zellherstellung und Ergebnisse	115
6.3.1	Ergebnisse der Zellgenerationen 1 bis 3	115
6.3.2	Zellgeneration 4	116
6.3.3	Zusammenfassung der Hellkennlinienmessungen	120
6.3.4	Ergebnisse der Quanteneffizienzmessungen	121
6.4	CELLO-Messungen an rückseitenpassivierten Solarzellen	129

Inhaltsverzeichnis	iii
6.4.1 Ausgangspunkt	129
6.4.2 Zelluntersuchungen	133
6.4.3 Beleuchtungsabhängigkeit	137
6.4.4 Rückseitenrekombination	141
6.5 Zusammenfassung	143
7 ZUSAMMENFASSUNG	145
8 LITERATURVERZEICHNIS	149
9 ABBILDUNGSVERZEICHNIS	163
10 TABELLENVERZEICHNIS	171
11 ABKÜRZUNGS- UND SYMBOLVERZEICHNIS	173
12 ANHANG	177
DANKSAGUNG	181
EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG	183
LEBENS LAUF	185

1 Einleitung

Innerhalb des letzten Jahrzehnts gelang der Photovoltaikbranche im Zuge der zunehmenden Förderung und Verbreitung erneuerbarer Energien ein beispielhaftes Wachstum. So stieg allein in Deutschland die Zellproduktion innerhalb von nur 4 Jahren von 0.35 GW 2005 auf 1.7 GW 2009 [1], den größten Anteil an dieser Entwicklung besitzen kristalline Siliziumsolarzellen, auf die 85 % der Gesamtzellproduktion entfallen. Gleichzeitig sanken die Kosten pro Kilowattstunde Solarstrom von etwa 60 Cent im Jahr 2000 auf etwa 44 Cent im Jahr 2007, 1990 lagen die Kosten noch bei über einem Euro [2].

Um den Preis von Photovoltaikstrom noch weiter zu reduzieren, wurden in den letzten Jahren verschiedene technologische Konzepte entwickelt. Hierzu zählen unter anderem der Einsatz von sogenanntem „*upgraded metallurgical silicon*“ (UMG-Si) [3-5], das in der Herstellung günstiger ist als Reinstsilizium, und die Verwendung dünnerer Siliziumsubstrate. Beide Ansätze beruhen auf der Reduktion der Materialkosten. Eine andere Möglichkeit, die Kosten für Solarstrom zu senken, ist die Steigerung der Zelleffizienz. Als Beispiele für derartige Ansätze im Bereich kristalliner Solarzellen seien „*metal* [6-9] und *emitter [10-14] wrap-through*“ Konzepte und selektive Emitter [15-21] genannt.

Beschäftigt man sich näher mit dem Ansatz der Dickenreduktion, so wird deutlich, dass eine beliebige Reduzierung der Substratdicke mit industrieller Standardtechnologie für multikristalline Solarzellen an eine Grenze stößt. So ist die übliche Kontaktierung der Zellrückseite mittels ganzflächigen Siebdrucks und anschließendem Einsintern von Aluminiumpaste auf dünnen Solarzellen mit einer Substratdicke unter etwa 180 µm aus drei Gründen problematisch. Erstens führen die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium und Aluminium beim Sintern des ganzflächigen Rückseitenkontakts zu einer Verbiegung der Solarzelle, die den Einbau in einem Modul erschwert. Dieser Effekt ist umso stärker ausgeprägt, je weiter die Substratdicke reduziert wird und lässt sich nur teilweise mit modifizierten Rückseitenpasten kompensieren. Zweitens ist die Reflexion an der gesinterten Aluminiumrückseite relativ niedrig, dies führt bei geringeren Substratdicken zu steigenden optischen Verlusten aufgrund des niedrigen Absorptionskoeffizienten des indirekten Halbleiters Silizium. Drittens gehen an einer solchen konventionellen Rückseite eine beträchtliche Anzahl photogenerierter Ladungsträger durch Rekombination verloren. Da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron die Rückseite erreicht, für dünne Substrate größer ist als für dicke, gewinnt bei dünnen Solarzellen dieser Verlustpfad an Bedeutung für die Limitierung der Zelleffizienz.

Alle drei genannten Punkte führen dazu, dass die Zelleffizienzen dünner, konventionell gefertigter Solarzellen hinter denen dickerer Zellen zurückbleiben. Für die erfolgreiche

Produktion dünner multikristalliner Solarzellen ist die Einführung neuer Technologieschritte daher unumgänglich. Da dies wiederum zu einer Erhöhung der Produktionskosten führt, sollten die dünnen Solarzellen nicht nur auf das gleiche Effizienzniveau wie ihre dickeren Pendanten gebracht werden, sie müssen sogar besser als diese sein.

Das Ziel, höhere Wirkungsgrade bei geringerem Materialeinsatz durch Verwendung dünnerer Wafer zu erhalten, soll mit Hilfe rückseitenpassivierter Solarzellen erreicht werden. Grundlage dieses Konzepts ist die Verringerung der Rekombination an der Zellrückseite, deren Einfluss auf die Zelleffizienz anhand einer Solarzellsimulation in Abbildung 1.1 gezeigt ist. Hier zeigt sich, dass selbst für Material niedriger Qualität, berücksichtigt über die kurze Diffusionslänge L , bei einer gleichzeitigen Reduzierung der Waferdicke d_w und der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit eine Steigerung der Zelleffizienz möglich ist.

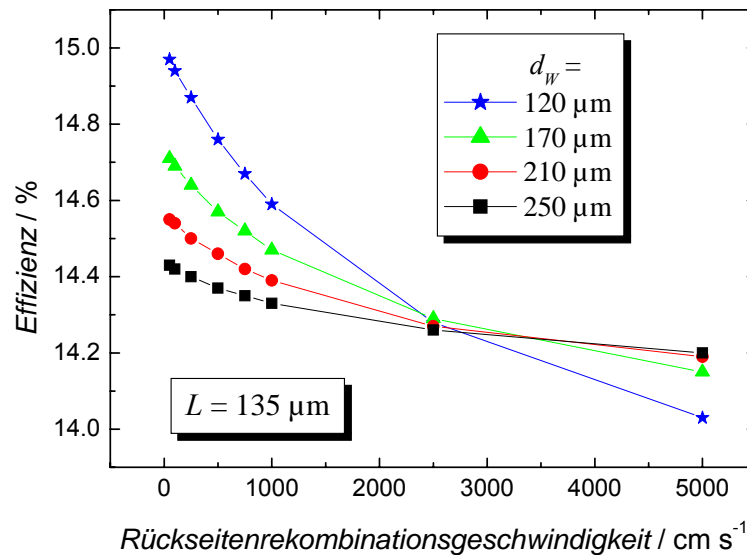


Abbildung 1.1: Einfluss der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit auf die Zelleffizienz in Abhängigkeit von der Zelldicke d_w . Die Simulation erfolgte mit dem Programm PC1D [22] für Volumenmaterial mit einer Diffusionslänge von $L = 135 \mu\text{m}$.

Im Bereich hocheffizienter Solarzellen aus monokristallinem Silizium wird seit Jahren sehr erfolgreich thermisches Siliziumoxid als Rückseitenpassivierung eingesetzt [23]. Aufgrund langer Prozesszeiten und der Gefahr der Materialdegradation von multikristallinem Silizium durch die hohen Oxidationstemperaturen ist dieser Ansatz für die industrielle Produktion multikristalliner Solarzellen nur bedingt geeignet [24, 25]. Daher richten sich Interesse und Forschung auf den Einsatz von Passivierungsschichten, die sich bei niedrigen Temperaturen und mit hohen Raten zum Beispiel durch plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (PECVD) herstellen lassen. Eine erfolgversprechende Variante dieses Konzepts beruht auf dem Einsatz eines mittels PECVD erzeugten Schichtsystems aus amorphem Siliziumoxid und Siliziumnitrid. Agostinelli et al. [26–28] und Hofmann et al. [29–31] zeigten bereits die Eignung dieser Materialkombination auf mono- und auf multikristallinen Siliziumsolarzellen.

Auf der Grundlage dieser Vorarbeiten bestand das Ziel der vorliegenden Dissertation in der Entwicklung und Umsetzung einer Prozessstrategie zur Herstellung dünner, rückseitenpassivierter multikristalliner Solarzellen auf der Basis eines Siliziumoxid-Siliziumnitrid-Schichtsystems. Die Einbindung in zwei Forschungsprojekte mit Industriebeteiligung legte den Schwerpunkt auf anwendungsorientierte Herstellungsschritte. Als Ausgangspunkt dienten die im Labor- und Servicecenter des Fraunhofer Instituts für Solare Energiesysteme in Gelsenkirchen vorhandenen Produktionsmaschinen mit den zugehörigen Standardprozessen, um dadurch einen schnellen Transfer der Prozesse in Produktionslinien zu gewährleisten.

Diese Arbeit enthält in den folgenden zwei Kapiteln die theoretischen Grundlagen, die für das Verständnis der durchgeführten Experimente und der Ergebnisse notwendig sind, sowie einen Überblick über die verwendete Prozess- und Messtechnik. Bis auf Lumineszenzmethoden und den CELLO-Aufbau werden in Kapitel 3 nur die Technologien vorgestellt, die vor Ort verfügbar waren, ansonsten ist auf entsprechende Literatur verwiesen. Kapitel 4 stellt im Anschluss an den Grundlagenteil die Ergebnisse der Entwicklung und Charakterisierung der Passivierungsschichten vor. In Kapitel 5 sind Experimente zusammengefasst, die auf der Basis konventioneller Solarzellen den Einfluss der Zellreinigung, wie sie für eine gute Passivierung unabdingbar ist, auf den Emitter untersuchen. Vor der abschließenden Betrachtung der Ergebnisse in Kapitel 7 enthält Kapitel 6 die Ergebnisse der rückseitenpassivierten Solarzellen. Hierbei liegt ein besonderes Augenmerk auf der Untersuchung der Zellen mit Hilfe der CELLO-Technik, die einen bisher nicht möglichen Einblick in die Prozesse an der Solarzellenrückseite geben.

2 Grundlagen

2.1 Kristalline Siliziumsolarzellen

In diesem Kapitel sind die wichtigsten und für das weitere Verständnis und die Interpretation der durchgeführten Experimente notwendigen Grundlagen zusammengefasst. Eine ausführliche Darstellung zu den Themen Halbleiter und Solarzellen findet sich in zahlreichen Standardwerken [32-36].

Abbildung 2.1 zeigt eine typische Strom-Spannungs- und Leistung-Spannungskennlinie einer kristallinen Siliziumsolarzelle unter Beleuchtung. Die entscheidenden Parameter sind:

- der Kurzschluss-Strom I_{SC} („SC“ für „*short circuit*“), der im Idealfall dem durch die Beleuchtung generierten Photostrom I_{PH} entspricht
- die Leerlaufspannung V_{OC} („OC“ für „*open circuit*“)
- der Punkt maximaler Leistungsabgabe P_{mpp} („mmp“ für „*maximum power point*“)
- die zum mpp gehörenden Strom (I_{mpp})- und Spannungswerte (V_{mpp})

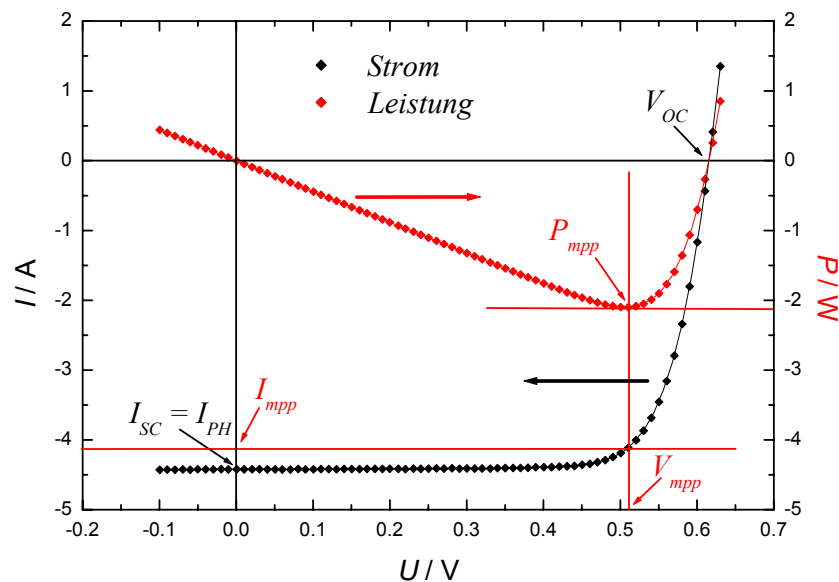


Abbildung 2.1: Strom-Spannungs- und Leistung-Spannungskennlinie einer multikristallinen Solarzelle unter AM1.5G-Beleuchtung¹ und einer Zelltemperatur von 25 °C. Durch den von der Zelle generierten Photostrom I_{PH} sind die Kennlinien in den vierten Quadranten verschoben.

¹ Leistung und spektrale Verteilung des Sonnenlichts nach Durchstrahlung einer im Vergleich zum senkrechten Lichteinfall am Äquator 1.5 fachen Luftmasse. Die Lichtleistung beträgt 1000 W/m².

Neben dem Kurzschluss-Strom und der Leerlaufspannung wird die Solarzelle vom Füllfaktor FF charakterisiert, der das Verhältnis zwischen der Leistung am P_{mpp} und dem Produkt aus I_{SC} und V_{OC} wiedergibt. Die Effizienz η einer Solarzelle ist der in Gleichung (2.1) beschriebene Quotient ihrer maximalen Leistung und der eingestrahltten Lichtleistung P_{Licht} .

$$\eta = \frac{P_{mpp}}{P_{Licht}} = \frac{I_{SC} V_{OC} FF}{P_{Licht}} \quad (2.1)$$

Im Folgenden wird auf die Abhängigkeit der Solarzellparameter von Materialeigenschaften und Prozesstechnologie eingegangen:

Leerlaufspannung

Die Leerlaufspannung V_{OC} kann bei Beleuchtung maximal den Wert des eingebauten Potentials V_{bi} („*built-in potential*“) des p-n-Übergangs annehmen. V_{bi} ergibt sich aus der Differenz der Fermienergien ΔE_F des n- und des p-Leiters, die wiederum von den Konzentrationen der Elektronen n_0 und Löcher p_0 im thermischen Gleichgewicht abhängen

$$V_{bi} = \frac{\Delta E_F}{e} = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_0 n_0}{n_i^2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_0}{n_{Min,0}}. \quad (2.2)$$

Wie im gesamten folgenden Text ist n_i die intrinsische Ladungsträgerkonzentration, k die Boltzmann-Konstante, e die Elementarladung und T die absolute Temperatur in Kelvin. $n_{Min,0}$ bezeichnet die Konzentration der Minoritätsladungsträger (hier Elektronen im p-Leiter) im thermischen Gleichgewicht.

Gleichung (2.2) lässt sich im Fall einer extern angelegten Spannung U_{ex} für die jetzt vorhandene Nichtgleichgewichtskonzentration der Majoritäten zu

$$n = n_{Min} \exp\left(\frac{e\{V_{bi} - U_{ex}\}}{kT}\right) \quad (2.3)$$

umformen. Unter der Annahme, dass sich die in Gleichung (2.3) formulierte Majoritätenkonzentration mit U_{ex} nur wenig ändert und daher $n \approx n_0$ gilt, lässt sich die entsprechende Minoritätenkonzentration im Nichtgleichgewicht n_{Min} durch Gleichung (2.4) ausdrücken

$$n_{Min} = n_{Min,0} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (2.4)$$

Entsprechend gilt für die Konzentration der Löcher p_{Min} im n-dotierten Bereich an der Grenze zur Raumladungszone Gleichung (2.5) unter Berücksichtigung der Löcher-gleichgewichtskonzentration $p_{Min,0}$

$$p_{Min} = p_{Min,0} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (2.5)$$

Je nach Vorzeichen der externen Spannung verringert (Sperr-Richtung) oder erhöht (Vorwärtsrichtung) sich die Konzentration der Minoritäten an den Rändern der Raumladungszone [34].

Im Falle eines idealen p-n-Übergangs ohne Rekombination und Generation von Ladungsträgern in der Raumladungszone sind die Ströme aus dem feldfreien Volumenmaterial an den Rändern der Raumladungszone (x_n für die räumliche Position des Randes der RLZ im n-dotierten Gebiet beziehungsweise x_p entsprechend für das p-dotierte Gebiet) durch Gleichung (2.6) für den Löcherstrom $j_p(x_n)$, beziehungsweise Gleichung (2.7) für den Elektronenstrom $j_n(-x_p)$, gegeben

$$j_p(x_n) = -eD_p \frac{dp_n}{dx} \Big|_{x_n} = \frac{eD_p p_{Min,0}}{L_p} \left(\exp\left\{\frac{eU_{ex}}{kT}\right\} - 1 \right) \quad (2.6)$$

$$j_n(-x_p) = eD_n \frac{dn_p}{dx} \Big|_{-x_p} = \frac{eD_n n_{Min,0}}{L_n} \left(\exp\left\{\frac{eU_{ex}}{kT}\right\} - 1 \right). \quad (2.7)$$

$L_{n,p}$ ist hierbei die Diffusionslänge der Minoritäten, deren Zusammenhang mit ihrer Lebensdauer τ und dem Diffusionskoeffizienten $D_{n,p}$ in Gleichung (2.8) für Elektronen gezeigt ist

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (2.8)$$

Für die Strom-Spannungscharakteristik $j(U_{ex})$ eines idealen (unbeleuchteten) pn-Übergangs folgt aus den Gleichungen (2.6) und (2.7)

$$j(U_{ex}) = j_p(x_n) + j_n(-x_p) = j_{01} \left(\exp\left\{\frac{eU_{ex}}{kT}\right\} - 1 \right) \quad (2.9)$$

mit der Sättigungsstromdichte j_{01}

$$j_{01} = \frac{eD_p p_{Min,0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{Min,0}}{L_n}. \quad (2.10)$$

Kurzschluss-Strom

Der Kurzschluss-Strom entspricht im Regelfall (wenn kein erhöhter Serienwiderstand und kein „shunt“ vorliegt) dem photogenerierten Strom I_{PH} . Dieser wiederum wird einerseits in der Tiefe x bestimmt von der wellenlängenabhängigen Ladungsträgergeneration $G(\lambda, x)$

$$G(\lambda, x) = \alpha(\lambda) \cdot F(\lambda) \cdot \{1 - R_{ef}(\lambda)\} \exp(-\alpha(\lambda) \cdot x) \quad (2.11)$$

mit der Wellenlänge λ , dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$, der Anzahl der eingestrahnten Photonen $F(\lambda)$ und reflektierten Photonen $R_{ef}(\lambda)$.

Andererseits wird er von der Rekombinationrate R und damit dem Verlust von Ladungsträgern begrenzt. Im Volumenmaterial lassen sich die Rekombinationsprozesse durch die Diffusionslänge L beschreiben, die mit dem Diffusionskoeffizienten D_n und der Lebensdauer der Minoritätsladungsträger τ über Gleichung (2.8) verknüpft ist. Auf die Rekombination an der Solarzellenoberfläche wird im nächsten Unterkapitel gesondert eingegangen. Von besonderem Interesse im Rahmen dieser Arbeit ist die Rekombination an der Rückseite der Solarzelle, charakterisiert durch die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} .

Zusammenfassend kann der Kurzschluss-Strom im Wesentlichen als Funktion f der in Gleichung (2.12) genannten Parameter beschrieben werden

$$I_{SC} = I_{PH} = f(E_g, \alpha, L, S_{back}, R_{ef}, d_w, S_{front}, L_p), \quad (2.12)$$

wobei die Bandlücke E_g und der Absorptionskoeffizient mit der Wahl von Silizium als Basismaterial festgelegt sind. Dagegen können die Diffusionslängen L im Volumenmaterial und L_p im Emitter, sowie die Oberflächenreflexion R_{ef} und die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten S_{back} und S_{front} durch die Prozessierung beeinflusst werden.

Besitzt das verwendete Silizium eine ausreichend große Diffusionslänge, gewinnt die Dicke des Wafers d_w an Bedeutung. Je kleiner das Verhältnis von d_w und L wird, umso größer ist der Einfluss der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit [37], siehe dazu auch die Ausführungen in Kapitel 2.2. Mit Verringerung der Waferdicke gewinnt außerdem die Lichteinkopplung in die Solarzelle an Bedeutung, da die Absorption insbesondere von längerwelligem Licht – aufgrund des niedrigen Absorptionskoeffizienten des indirekten Halbleiters Silizium – in diesem Fall deutlich reduziert ist.

Durch den photoinduzierten zusätzlichen Rückwärtsstrom wird die Diodenkennlinie in den vierten Quadranten verschoben (Abbildung 2.1), ausgedrückt durch das negative Vorzeichen in Gleichung (2.13)

$$j(U) = j_{01} \left(\exp \left\{ \frac{eU}{kT} \right\} - 1 \right) - j_{PH}. \quad (2.13)$$

Aus Gleichung (2.13) erhält man für $j_{PH} = j_{SC} \gg j_{01}$ die folgende Näherung für die Leerlaufspannung V_{OC} :

$$V_{OC} \approx \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{j_{SC}}{j_{01}} \right). \quad (2.14)$$

Für eine realistischere Beschreibung der Kennlinie einer Siliziumsolarzelle addiert sich zur rechten Seite der Gleichung (2.13) noch der nicht zu vernachlässigende Beitrag der Raumladungszone zur Ladungsträgergeneration und –rekombination [33]. Deren Sättigungsstromdichte j_{02} ist von der Breite der Raumladungszone d_{RLZ} abhängig

$$j_{02} = \frac{e \cdot n_i \cdot d_{RLZ}(U_{ex})}{\tau}. \quad (2.15)$$

d_{RLZ} wiederum hängt neben der externen Spannung noch von der Konzentration der Akzeptoren N_A ab²

$$d_{RLZ}(U_{ex}) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{Si}\varepsilon_0(\Delta E_F - eU_{ex})}{e^2 N_A}}. \quad (2.16)$$

ε_{Si} ist hier die Dielektrizitätskonstante von Silizium und ε_0 die Permittivität des Vakuums.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik der beleuchteten Solarzelle lässt sich daher unter Berücksichtigung der zwei Sättigungsströme und gleichzeitiger Vernachlässigung der Widerstandsverluste mit Gleichung (2.17) beschreiben

$$j(U_{ex}) = j_{01} \left(\exp\left\{\frac{eU_{ex}}{kT}\right\} - 1 \right) + j_{02} \left(\exp\left\{\frac{eU_{ex}}{2kT}\right\} - 1 \right) - j_{PH}. \quad (2.17)$$

Füllfaktor

Der Füllfaktor FF wird in erster Linie von den in Abbildung 2.2 gezeigten Widerständen R_s und R_{sh} limitiert. Der Serienwiderstand R_s enthält alle Transportverluste und wird bestimmt von den Halbleiter-Metall-Übergängen, dem Widerstand des Basismaterials und der Querleitfähigkeit des Emitters sowie dem Widerstand der Metallisierung.

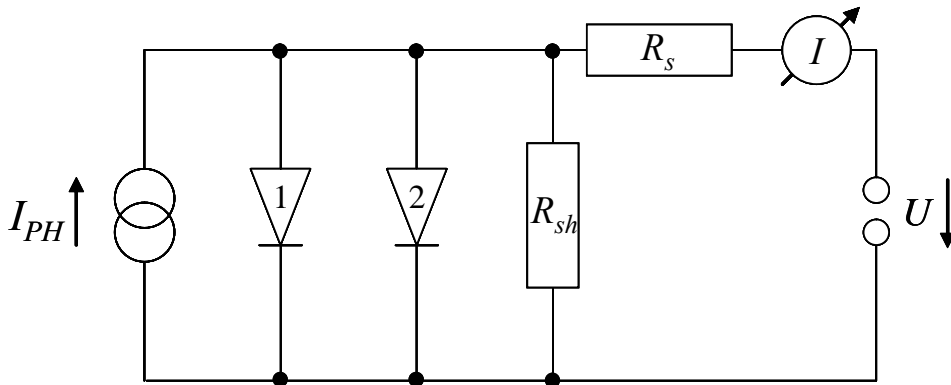


Abbildung 2.2: Ersatzschaltbild des 2-Dioden-Modells mit integriertem Shunt (R_{sh}) - und Serienwiderstand (R_s).

Demgegenüber repräsentiert der Shunt- oder Parallelwiderstand R_{sh} Leckströme über Defekte im pn-Kontakt oder auch über die Kanten der Solarzelle. Der besondere Fall

² Für den Fall eines n^+p -Übergangs wie bei den für diese Arbeit untersuchten Solarzellen dehnt sich die Raumladungszone weitestgehend nur in die p -dotierte Basis aus. Ihre Breite wird daher kaum von den positiv geladenen Donatoren im Emitter beeinflusst.

des parasitären Shunts bei rückseitenpassivierten Solarzellen wird in Kapitel 2.2 behandelt.

Nach Götzberger [35] wird der Füllfaktor darüber hinaus besonders von j_{02} beeinflusst: Je stärker die Rekombination in der Raumladungszone und damit je größer j_{02} , umso geringer ist der Füllfaktor.

Werden für die Diodengleichung auch die in Abbildung 2.2 eingezeichneten Widerstände in die Betrachtung mit einbezogen, so erhält man schließlich die implizite Gleichung (2.18)

$$j(U_{ex}) = j_{01} \left(\exp \left\{ \frac{e(U_{ex} - jR_s)}{n_1 kT} \right\} - 1 \right) + j_{02} \left(\exp \left\{ \frac{e(U_{ex} - jR_s)}{n_2 kT} \right\} - 1 \right) + \frac{U_{ex} - jR_s}{R_{sh}} - j_{PH} \quad (2.18)$$

mit den zusätzlich eingeführten Diodenidealitätsfaktoren³ n_1 und n_2 .

Die Verlustmechanismen einer kristallinen Silizium-Solarzelle, unterschieden nach optischen, elektrischen und rekombinatorischen Verlusten, sind in Abbildung 2.3 zusammengefasst. Erstere werden zunächst von der materialabhängigen Bandlücke bestimmt, die den Absorptionsbereich der Zelle bestimmt. Technologisch können Reflexion und Transmission, sowie die Abschattung durch die Vorderseitenkontaktierung reduziert werden. Die elektrischen Verluste werden einerseits von den Leitfähigkeiten des Halbleiters und der zur Kontaktierung verwendeten Metalle bestimmt. Andererseits können durch die Wahl einer geeigneten Basisdotierung und eines Emitterprofils, sowie des Designs und der Ausführung der Metallisierung die Kontaktwiderstandsverluste ebenfalls verringert werden. Die Verluste durch Rekombination werden auf der einen Seite von der Qualität des Basismaterials und des Emitters bestimmt, auf der anderen Seite spielt die Rekombination an Vorder- und Rückseite sowie in der Raumladungszone eine wichtige Rolle. Letztere sowie insbesondere die Rekombination im Emitter lassen sich durch entsprechende Prozessführung minimieren. Allerdings kann auch das Volumenmaterial noch im Prozess verbessert werden. Hier seien insbesondere für multikristallines Material Phosphor- und Aluminiumgettern genannt, aber auch die Passivierung durch Wasserstoff oder nachträgliche Temperaturbehandlungen zum „gettern“ von Verunreinigungen [38-40].

³ Reale Solarzellen zeigen meist Abweichungen von den Idealitätsfaktoren „1“ für die erste und „2“ für die zweite Diode aus Gleichung (2.17).

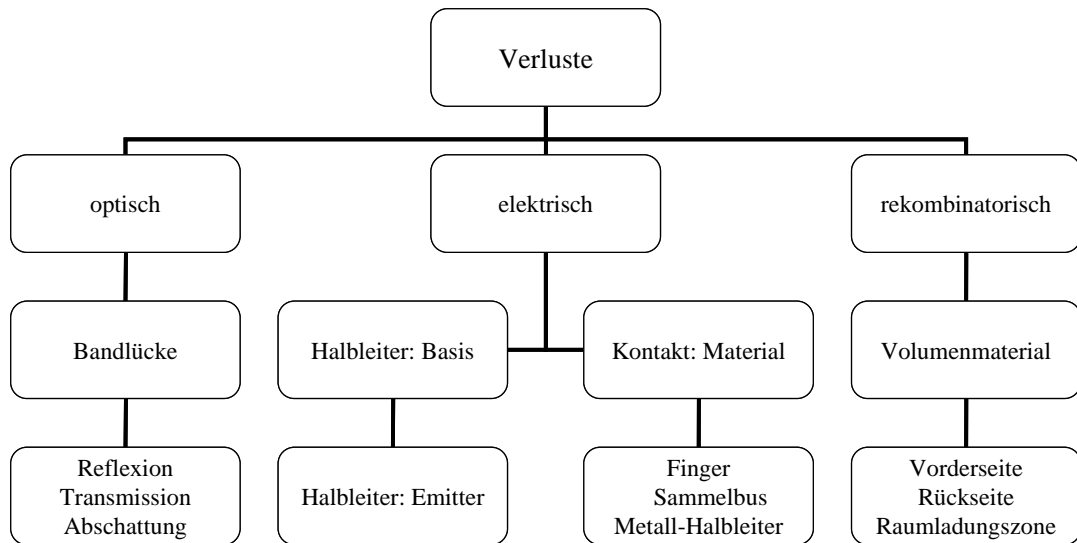


Abbildung 2.3: Darstellung der wichtigsten Verlustmechanismen einer Si-Solarzelle nach [35].

Einige Beispiele für die oben genannten Möglichkeiten der Zelloptimierung sind im Folgenden aufgeführt:

- Texturierung der Zelloberfläche für eine verbesserte Lichteinkopplung in die Solarzelle [41-43].
- Herstellung möglichst schmaler Kontaktfinger mit hohem Aspektverhältnis zur Reduzierung der Abschattungsverluste und Verbesserung der Leitfähigkeit [44-46], beziehungsweise „*metal-wrap-through*“- und „*emitter-wrap-through*“-Konzepte [47-49].
- Erzeugung selektiver Emitter [14, 15, 17, 50], um einerseits die Rekombination im Emitter zu reduzieren und andererseits gute Metall-Halbleiter-Kontakte zu gewährleisten.
- Verwendung einer Rückseitenpassivierung und eines angepassten Kontaktierungsschemas zur Reduzierung von der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} .

Einen guten Überblick über derartige „*high efficiency*“ Ansätze zur Solarzelloptimierung findet sich zum Beispiel in [51]. Die vorliegende Arbeit befasst sich schwerpunktmäßig mit dem letztgenannten Punkt der Rückseitenpassivierung.

2.2 Rekombination und Passivierung

2.2.1 Abschätzung des Rückseiteneinflusses auf die Solarzelle

Wie oben ausgeführt, ist die Rekombination von Ladungsträgern einer der Hauptverlustpfade einer Solarzelle. Neben der Reduktion des Kurzschluss-Stroms werden durch die Erhöhung der Sättigungsströme auch die Leerlaufspannung und der Füllfaktor begrenzt. Die nächsten Abschnitte erläutern daher zunächst die wesentlichen Rekombinationsmechanismen im Volumenmaterial, um sich schließlich auf die Oberflächenrekombination und ihre Verringerung zu konzentrieren. Dies geschieht vor dem Hintergrund, dass mit dünner werdendem Wafer die Rekombination an der Oberfläche (bzw. der Rückseite) der Zelle immer stärkeren Einfluss auf den Wirkungsgrad gewinnt. Eine Möglichkeit, das Zusammenspiel von Zelldicke und Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit in Zahlen widerzugeben, ist im Folgenden gezeigt. In Gleichung (2.19) ist der Geometriefaktor G_f definiert [35], der sich bei der Betrachtung einer realen Solarzelle mit endlichen Maßen ergibt und vom Verhältnis der Waferdicke d_w zur Diffusionslänge L der Minoritäten bestimmt wird. In Abhängigkeit dieser beiden Parameter ist eine Abschätzung des Einflusses der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} auf die Solarzeleigenschaften möglich

$$G_f = \frac{\cosh\left(\frac{d_w}{L}\right) + \frac{S_\infty}{S_{back}} \sinh\left(\frac{d_w}{L}\right)}{\frac{S_\infty}{S_{back}} \cosh\left(\frac{d_w}{L}\right) + \sinh\left(\frac{d_w}{L}\right)}. \quad (2.19)$$

S_∞ ist hierbei gegeben durch das Verhältnis von Diffusionskoeffizient und Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger im Volumenmaterial.

Gleichung (2.20) zeigt den Zusammenhang zwischen dem Sättigungsstrom I_0 aus dem Volumenmaterial und dem Geometriefaktor

$$I_0 = \frac{en_i^2 D_n}{N_A L} G_f. \quad (2.20)$$

Für den Fall, dass die Waferdicke kleiner ist als die Diffusionslänge, nimmt der Geometriefaktor einen Wert kleiner 1 an und der Sättigungsstrom verringert sich. Solarzellsimulationen zu diesem Zusammenhang finden sich in Kapitel 6.

Für weitergehende Informationen zu den unten vorgestellten Themen sei auf die Literatur verwiesen [23, 52, 53].

2.2.2 Rekombination im Volumenmaterial

Im thermischen Gleichgewicht gilt für Rekombination R_{GG} und Generation G_{GG} von Elektron-Lochpaaren immer Gleichung (2.21)

$$R_{GG} = \frac{n_{Min}}{\tau} = G_{GG} \quad (2.21)$$

mit der Minoritätsladungsträgerdichte n_{Min} und –lebensdauer τ .

Befindet sich der Halbleiter in einem Gleichgewichtszustand konstanter optischer Anregung, so ist die Generationsrate G weiterhin gleich der Rekombinationsrate R , die (Minoritäts-)Ladungsträgerdichte (n_0 der Elektronen und p_0 der Löcher im thermischen Gleichgewicht) ist aber um die Überschussladungsträgerdichte Δn erhöht. Eine Störung des Gleichgewichts, etwa durch Ausschalten der Beleuchtung, führt zu einer Relaxation des Systems in einen neuen Gleichgewichtszustand über verschiedene Rekombinationsprozesse. Die Zeitkonstante des Relaxationsprozesses ist die Lebensdauer τ , deren Zusammenhang mit der Rekombinationsrate U und der Überschussladungsträgerdichte Δn durch

$$\tau(\Delta n, n_0, p_0) := \frac{\Delta n}{U(\Delta n, n_0, p_0)} \quad (2.22)$$

wiedergegeben werden kann [52].

Die einzelnen Rekombinationsprozesse⁴ laufen unabhängig voneinander ab, das heißt die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit ist die Summe der einzelnen Rekombinationsgeschwindigkeiten und die effektive Lebensdauer setzt sich nach Gleichung (2.23) wie folgt aus den verschiedenen Lebensdauern für jeden Rekombinationsprozess zusammen

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{Strahl}} + \frac{1}{\tau_{CE}} + \frac{1}{\tau_{SRH}}. \quad (2.23)$$

Für kristallines Silizium als indirekten Halbleiter ist die strahlende Rekombination τ_{Strahl} von untergeordneter Bedeutung, die Augerlebensdauer τ_{CE} (mit *CE* für „*coulomb enhanced*“, also unter Berücksichtigung der elektrostatischen Wechselwirkungen zwischen den am Rekombinationsprozess beteiligten Ladungsträgern) wirkt erst in Hochinjektion oder bei sehr hochdotiertem Material ($N_{dop} \gtrsim 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, wie etwa im Emitter) begrenzend auf die effektive Lebensdauer [23].

Die sich aus dem SRH-Formalismus [54, 55] ergebende Lebensdauer τ_{SRH} , siehe Gleichung (2.24), wird neben der Überschussladungsträgerdichte und der Dichte von Elektronen und Löchern im thermischen Gleichgewicht noch von den sogenannten

⁴ Intrinsische Rekombinationsprozesse sind die strahlende Rekombination (als direkte Umkehrung des Generationsprozesses) und die Augerrekombination, bei der die Überschussenergie auf einen dritten Reaktionspartner (Elektron oder Loch) übertragen und daher keine Strahlung freigesetzt wird. Die Rekombination über Defekte ist ein extrinsischer Mechanismus und wurde von Shockley, Read und Hall modelliert (daher auch Shockley-Read-Hall-Rekombination, SRH).

SRH-Ladungsträgerdichten⁵ n_1 und p_1 sowie den von der Art und Konzentration des Defekts abhängigen Einfangzeitkonstanten τ_{p0} und τ_{n0} bestimmt

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_{n0}(p_0 + p_1 + \Delta n)}{p_0 + n_0 + \Delta n}. \quad (2.24)$$

In realen (multikristallinen) Siliziumsolarzellen limitiert zumeist die Shockley-Read-Hall-Rekombination die Ladungsträgerlebensdauer [36].

2.2.3 Oberflächenrekombination

Die Oberfläche (beziehungsweise die Grenzfläche) eines Wafers stellt durch die Unterbrechung des Kristallgitters einen ausgedehnten Defekt dar. Die Siliziumatome sind hier nur zum Teil in das Gitter eingebunden, die nicht abgesättigten Bindungen („*dangling bonds*“) führen zu lokalisierten Zuständen in der Bandlücke.

Aufgrund dieses Defektcharakters kann die Oberflächenrekombination daher ebenfalls mit der SRH-Theorie beschrieben werden [23]. Da statt des Volumens eine Fläche betrachtet wird, erhält man eine Geschwindigkeit statt einer Zeitkonstante. Für den (sehr wahrscheinlichen) Fall einer Bandverbiegung zur Oberfläche hin, hervorgerufen durch Ladungen an oder nahe der Siliziumoberfläche, sind die Überschussladungsträgerdichten an Elektronen und Löchern nicht mehr gleich. Hier kann eine effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} an der Kante der sich an der Oberfläche ausbildenden Raumladungszone d wie in Gleichung (2.25) definiert werden [23, 56]

$$S_{eff} = \frac{U_S}{\Delta n(d)}, \quad (2.25)$$

mit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit U_S

$$U_S = (n_S p_S - n_i^2) v_{th} \int_{E_V}^{E_C} \frac{D_{it}(E_t)}{\frac{n_S + n_1(E_t)}{\sigma_p(E_t)} + \frac{p_S + p_1(E_t)}{\sigma_n(E_t)}} dE_t. \quad (2.26)$$

Hierbei sind n_S und p_S die Konzentrationen von Elektronen und Löchern an der Oberfläche, $E_{C,V}$ die Leitungs- beziehungsweise die Valenzbandkante und v_{th} bezeichnet die (thermische) Geschwindigkeit der Defektzentren. U_S erhält man zum Beispiel über den erweiterten SRH-Formalismus [57-59] durch Integration über alle Defekte in der Bandlücke, sie ist insbesondere abhängig von der Defektdichte $D_{it}(E_t)$, also der Dichte der Defektzustände innerhalb der Bandlücke von Silizium, und den Einfangquerschnitten der Defekte für Löcher $\sigma_p(E_t)$ und Elektronen $\sigma_n(E_t)$. Alle diese Parameter selbst sind abhängig von dem Energieniveau des entsprechenden Defekts (E_t). Darüber hinaus beeinflussen die Basisdotierung, die Dichte möglicher Ladungen in der Passivierungs-

⁵ Hierbei handelt es sich um statistische Faktoren in Abhängigkeit vom Energieniveau E_t des Defekts. Für den Fall, dass E_t gleich dem intrinsischen Fermi-Niveau E_i ist, entsprechen p_i und n_i den Gleichgewichtskonzentrationen von Löchern und Elektronen.

schicht Q_f sowie die Anzahl der Überschussladungsträger – abhängig vom Injektionsniveau – die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit.

Die Bestimmung von S_{eff} erfolgt über die Messung der effektiven Lebensdauer τ_{eff} . Nach Gleichung (2.23) lässt sich diese unter Berücksichtigung der vier einzelnen Rekombinationsmechanismen schreiben als

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \left(\frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{CE}} + \frac{1}{\tau_{Strahl}} \right) + \frac{1}{\tau_S} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_S} \quad (2.27)$$

mit der der Oberflächenrekombination zugeordneten Lebensdauer τ_S und der Lebensdauer im Volumen („*bulk*“) τ_B .

Für die Berechnung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit kann nach [60] und [61] die folgende Näherung verwendet werden, wenn es sich um symmetrisch aufgebaute Proben handelt:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_B} + \left(\frac{d_W}{2S_{eff}} + \frac{1}{D_n} \left(\frac{d_W}{\pi} \right)^2 \right)^{-1}. \quad (2.28)$$

Über die verwendeten Methoden zur Messung der effektiven Lebensdauer berichtet das folgende Kapitel.

Für den Fall einer Solarzelle mit passivierter Rückseite (repräsentiert durch die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{pass}) und Punktkontakten (mit der Rekombinationsgeschwindigkeit unter den Kontakten S_{met}), lässt sich die resultierende effektive Rekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} nach [62] über folgenden Ansatz

$$S_{eff} = \frac{D_n}{d_W} \left(\frac{L_P}{2d_W \sqrt{\pi f}} \arctan \left(\frac{2d_W}{L_P} \sqrt{\frac{\pi}{f}} \right) - \exp \left(-\frac{d_W}{L_P} \right) + \frac{D_n}{fd_W S_{met}} \right)^{-1} + \frac{S_{pass}}{1-f} \quad (2.29)$$

berechnen. Hierbei ist L_P der Abstand zwischen den Punktkontakten („*contact pitch*“) und f der Anteil der metallisierten Fläche.

2.2.4 Passivierungsmechanismen

Für die Verringerung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit – gleichbedeutend mit einer Passivierung der Oberfläche – bieten sich basierend auf folgenden Überlegungen zwei verschiedene Herangehensweisen an (vergleiche dazu auch [23]):

- Nach Gleichung (2.25) führt eine Verringerung der Grenzflächenstörendichte D_{it} direkt zu einer Reduzierung von S_{eff} . Diese erfolgt durch die Absättigung der ungesättigten Bindungen an der Grenzfläche, technologisch umgesetzt zum Beispiel über eine thermische Oxidation des Wafers. Auch eine Passivie-

rung mit amorphem Silizium (a-Si) beruht auf diesem Prinzip. Hierbei werden die „*dangling bonds*“ mit Wasserstoff aus der amorphen Schicht abgesättigt. Die entstehenden Si-H Bindungen besitzen keine Zustände innerhalb der Bandlücke. Für eine vertiefende Betrachtung der Mechanismen der Wasserstoffdiffusion in kristallinem Silizium, a-Si und Siliziumoxid sei auf die Veröffentlichung von van der Walle und Tuttle [63] verwiesen. Hier wird auch auf das Problem der Degradation durch Wasserstoffverlust während des Betriebs des Bauteils, zum Beispiel durch UV-Einstrahlung oder zu hohe Temperaturen eingegangen.

- Der zweite Ansatz besteht darin, entweder die Elektronen- oder die Löcherkonzentration an der Oberfläche zu reduzieren. Dies kann zum Einen über ein sogenanntes „*back surface field*“ (kurz BSF) erreicht werden, das zum Beispiel durch die Eindiffusion von Aluminium in p-dotiertes Silizium entsteht. Hierbei bildet sich eine sogenannte „*high-low junction*“ (pp^+). Zum Anderen kann durch ein elektrisches Feld, induziert beispielsweise von Ladungen in einem auf dem Wafer abgeschiedenen Dielektrikum, eine Bandverbiegung hervorgerufen werden, die ebenfalls zu einer Verarmung entweder an Minoritäten oder sogar Majoritäten führt (Feldeffektpassivierung). Eine Feldeffektpassivierung kann die Injektionsabhängigkeit von S_{eff} stark beeinflussen (siehe unten). Darüber hinaus besteht die Gefahr der Entstehung eines sogenannten parasitären Shunts.

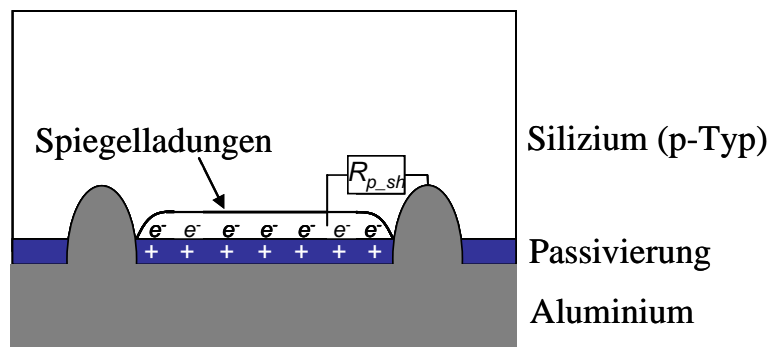


Abbildung 2.4: Schema der Entstehung eines parasitären Shunts bei Feldeffektpassivierung. Gezeigt ist ein Ausschnitt einer Zellrückseite mit Punktkontakten nach [64].

In Abbildung 2.4 ist dies für p-dotiertes Basismaterial mit einer positive Ladungen enthaltenden Rückseitenpassivierung gezeigt. Die festen Ladungen im Dielektrikum rufen im Siliziummaterial eine n^+ -Schicht aus Spiegelladungen hervor, Minoritäten akkumulieren an der Grenzschicht. Zwischen dem n^+ -Bereich und den Aluminiumkontakten (mit p^+ -BSF) können sich parasitäre „*shunts*“ bilden. Der Effekt des „*parasitic shuntings*“ wurde insbesondere für bifaziale Solarzellen mit n^+ -, „*floating junction*“⁶ untersucht. Niedrige R_{p_sh} Werte

⁶ Zur Herstellung einer „*floating junction*“ wird auch in die Zellrückseite Phosphor eindiffundiert, die entstehende n^+ -Region aber nicht kontaktiert.

verringern V_{OC} und den Füllfaktor. Aber auch eine negative Beeinflussung des Kurzschluss-Stroms wurde beobachtet [64, 65].

2.2.5 Materialien für die Passivierung von Siliziumoberflächen

Thermisches Siliziumoxid (SiO_2)

Siliziumdioxid, das über einen Hochtemperaturschritt⁷ erzeugt wird, weist nach einem „anneal“ in wasserstoffhaltiger Atmosphäre sehr gute Passivierungseigenschaften auf. Es reduziert die Anzahl der Defektzustände an der Siliziumoberfläche und bewirkt zudem eine Feldeffektpassivierung durch die in der Oxidschicht enthaltenen festen positiven Ladungen, vergleiche dazu auch [66-68]. Ein Nachteil in der Anwendung der thermischen Oxidation ist zunächst die lange Prozessdauer. Außerdem weist multikristallines Material eine gewisse Empfindlichkeit gegenüber hohen Temperaturen auf. Dies kann zu einer Degradation der Materialqualität durch einen Verlust an Lebensdauer im Volumenmaterial führen [24, 25, 69].

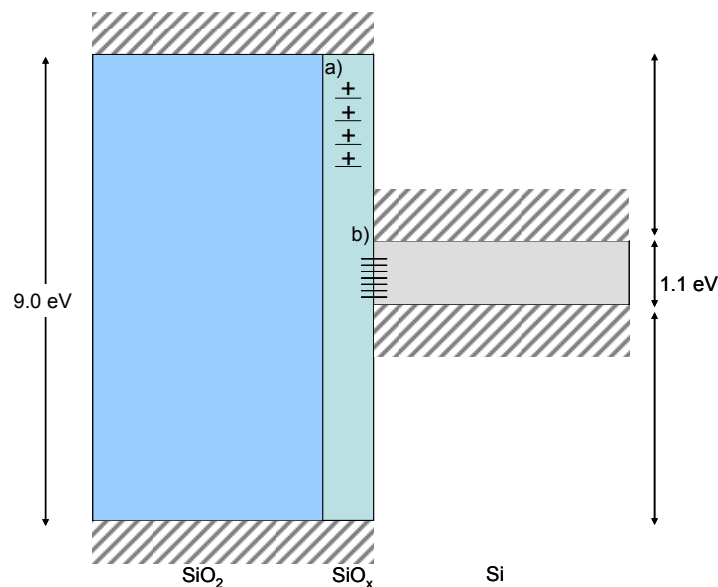


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung einer Silizium-Siliziumoxidgrenzfläche; gezeigt sind die Bandlücken sowie feste Oxidladungen a) und rekombinationsaktive Grenzflächenzustände b) (nach [23]).

Abbildung 2.5 zeigt den Aufbau einer Silizium-Siliziumoxid-Grenzfläche. Die im nicht-stöchiometrischen SiO_x enthaltenen Defekte stellen feste positive Ladungen dar, die für die Feldeffektpassivierung verantwortlich sind. In der Siliziumbandlücke liegen darüber hinaus rekombinationsaktive Defekte (hervorgerufen von „dangling bonds“) vor, die

⁷ Prozesstemperaturen meist zwischen 800 und 1200 °C, in Sauerstoff- oder in Wasseratmosphäre.

mit Wasserstoff abgesättigt werden können. Das Problem des Hochtemperaturschritts zur Erzeugung der dielektrischen Schicht lässt sich mit einem PECVD⁸-Prozess umgehen.

Die im Folgenden vorgestellten Materialien lassen sich alle bei Temperaturen unterhalb von 500 °C auf der Waferoberfläche abscheiden.

Amorphes Silizium (a-Si)

Die passivierende Wirkung von intrinsischem a-Si ist auf die Wasserstoffpassivierung [70, 71] der Siliziumoberfläche zurückzuführen. Als Rückseitenpassivierung im COSIMA-Konzept [72] wurden Zelleffizienzen von über 20 % erreicht. Allerdings ist der Einsatz dieser Passivierung in einem Zellprozess mit Hochtemperaturschritten⁹ nicht möglich, da a-Si bereits bei Temperaturen von unter 400 °C degradiert [71, 73]. Eine Verbesserung der Temperaturstabilität wurde durch das zusätzliche Aufbringen von PECVD-SiO_y [74] oder -SiN_x [75] auf die a-Si-Schicht erreicht.

Amorphes Siliziumnitrid (a-SiN_x:H)

Wasserstoffreiches, amorphes Siliziumnitrid a-SiN_x:H, kurz SiN_x, wird heute bereits standardmäßig als Antireflexschicht für die Zellvorderseite verwendet. Die passivierende Wirkung von a-SiN_x:H beruht einerseits auf Wasserstoffpassivierung, so kann PECVD-SiN_x einen Wasserstoffanteil von über 20 % aufweisen [76]. Es enthält aber auch feste Ladungen. Hier werden insbesondere die sogenannten K-Zentren als Ursache für eine Feldeffektpassivierung (vergleiche Abbildung 2) diskutiert, die sich an dreifach stickstoffrückgebundenen Siliziumatomen bilden und in verschiedenen elektronischen Konfigurationen auftreten [73, 76]. Es zeigt sich, dass im Allgemeinen die Qualität der Passivierung durch a-SiN_x:H umso höher ist, je mehr Si-H-Bindungen im Nitrid vorliegen. Dies ist gleichbedeutend mit einem hohen Brechungsindex und einem hohen Siliziumanteil im nichtstöchiometrischen Nitrid. Siliziumreiches SiN_x ist allerdings ebenfalls nicht feuerstabil (vergleiche dazu [73, 77]). Dieser Effekt wird der Effusion von Wasserstoff aus der Passivierungsschicht zugeschrieben [71, 78]. Eine weitere Problematik bei der Passivierung mit SiN_x betrifft die Entstehung parasitärer „shunts“ [65, 79], auf deren Entstehung weiter oben bereits eingegangen wurde. In Abbildung 2.6 ist der Aufbau einer Silizium-Siliziumnitrid-Grenzfläche nach [23] wiedergegeben. Von entscheidender Bedeutung ist die sich während der Plasmaabscheidung bildende Siliziumoxynitrid- (SiN_xO_y) Schicht, deren Sauerstoffatome aus einem nur wenige Nanometer dünnen Siliziumoxid stammen. Jenes wächst bei der Waferreinigung oder während des Einschleusens und Aufheizens des Wafers in der Beschichtungsanlage auf [56, 76, 80]. In der Oxynitridschicht bilden sich feste positive Ladungen ähnlich zu denen im thermischen SiO₂ aus, die ebenfalls zur Feldeffektpassivierung beitragen. In

⁸ PECVD steht für „*plasma enhanced chemical vapour deposition*“, also plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung.

⁹ In industriellen Zellprozessen wird standardmäßig ein Siebdruckverfahren zur Kontaktierung der Zellen eingesetzt, das Temperaturen von über 700 °C erfordert.

[81] wurden unterschiedliche Defekte in der Bandlücke von mit Niederfrequenz-PECVD¹⁰ SiN_x passivierten Wafern identifiziert. Die Defektypen A bis D (letzterer ist identisch mit dem K^+ -Zentrum) wiesen verschiedene Verhältnisse von Elektronen- und Löchereinfangquerschnitten auf. Da den Schichten aus Hochfrequenz-PECVD oder remote-PECVD¹¹-Prozessen nur die Defekte A, B und D zugeschrieben wurden, erfolgte eine Zuordnung des Defekts C zum Ionenbeschuss der Oberfläche in niederfrequentem Plasma.

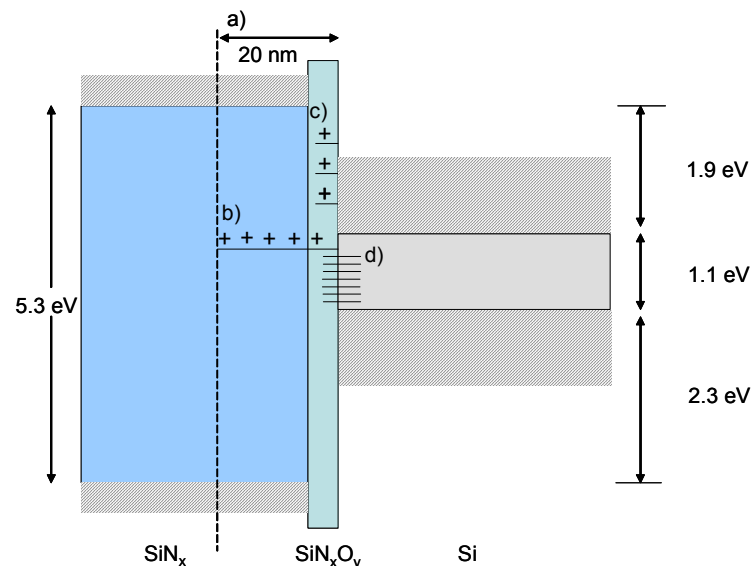


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer Silizium-Siliziumnitrid Grenzfläche nach [23]. Gezeigt sind neben den Bandlücken die Ladungen im Dielektrikum innerhalb eines schmalen Bereichs a). Diese setzen sich aus festen positiven Ladungen im Siliziumoxynitrid b) und den ebenfalls positiv geladenen K-Zentren c) zusammen. d) sind rekombinationsaktive Grenzflächenzustände.

Siliziumcarbid $a\text{-SiC}_x\text{:H}$

Amorphe Siliziumcarbidschichten lassen sich ebenfalls mittels PECVD erzeugen. Martín et al. zeigten die Eignung von intrinsischem $a\text{-SiC}_x\text{:H}$ zur Passivierung von p-Typ Silizium als auch seine Beständigkeit gegenüber hohen Temperaturen [82, 83]. Siliziumcarbid kann darüber hinaus sowohl mit Bor als auch mit Phosphor dotiert werden. Zudem ist es möglich, das Verhältnis von Silizium zu Kohlenstoff über einen weiten Bereich zu variieren und so den Prozessanforderungen anzupassen. $a\text{-SiC}_x\text{:H}$ -Schichten

¹⁰ Ist die Anregungsfrequenz eines direkten Plasmas größer als die Plasmafrequenz der Ionen, spricht man von Hochfrequenzplasma, ist sie kleiner, von Niederfrequenzplasma. Die Plasmafrequenz von Ar^+ beträgt beispielsweise 3.3 MHz. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete PECVD mit einer Frequenz von 13.56 MHz erzeugt demnach ein Hochfrequenzplasma.

¹¹ In remote-Plasmareaktoren befinden sich die Wafer außerhalb des eigentlichen Anregungsraumes, so dass sie nahezu keinem Ionenbeschuss ausgesetzt sind.

lassen sich neben der Passivierung von Oberflächen [84-86] auch hochdotiert als Emmitter in Heterosolarzellen [87] einsetzen.

Aluminiumoxid Al_2O_3

Eine vielversprechende Möglichkeit, negative Ladungen für die Feldeffektpassivierung zu verwenden, ist eine Beschichtung mit Al_2O_3 . Agostinelli et al. [88] und Hoex et al. [89] zeigten die Eignung dieses Materials abgeschieden mit „*atomic layer deposition*“ (ALD) für die Passivierung n- und p-dotierter Siliziumwafer. Auf Zellebene demonstrierten Schmidt et al. die Wirksamkeit von ALD- Al_2O_3 insbesondere in der Kombination mit PECVD SiO [90] als Rückseitenpassivierung von Punktkontaktsolarzellen. Ein großer Vorteil der Passivierung mit Aluminiumoxid ist die deutliche Verminderung der Injektionsabhängigkeit der effektiven Lebensdauer bzw. Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit im Falle von p-dotiertem Silizium [91], zumal Al_2O_3 auch in Hochtemperaturprozessen eingesetzt werden kann [92]. Nachteilig sind die niedrigen Abscheideraten von ALD von nur wenigen Nanometern pro Minute. Allerdings wurden kürzlich erste Daten zu Al_2O_3 Abscheidungen mittels PECVD veröffentlicht, die industriell einsetzbare Depositionszeiten ermöglicht [93].

SiO/SiN-Stack

Eine Möglichkeit, die Vorteile verschiedener Materialien zu kombinieren und ihre Nachteile abzuschwächen, ist die Verwendung von Schichtsystemen (sogenannte „*stacks*“). Ein Beispiel eines „natürlichen“ Stacks ist die Bildung von Oxynitrid zwischen der Siliziumoberfläche und dem aufgetragenen a-SiN_x:H wie in Abbildung 2.6 skizziert. Oxid/Nitrid-Systeme können auch auf der Kombination von thermischem Oxid mit a-SiN_x:H [78, 94] beruhen. Zellkonzepte, die auf einem Schichtkonzept zur Passivierung der Rückseite – ohne thermische Oxidation – basieren, wurden unter anderem vom Fraunhofer Institut für Solare Energiesysteme (ISE) mit a-Si und PECVD-Siliziumoxid [74], mit PECVD-Siliziumoxid und –Siliziumnitrid [30, 31] sowie der Kombination SiO_y-SiN_x-SiO_y [31, 95, 96], und dem IMEC in Belgien mit Siliziumoxid und -nitrid [26, 28] (für Schichtsysteme mit einem SiO_y dicker als 100 nm existiert ein Patent [97]) erfolgreich entwickelt. Diese Kombination soll zum einen Nachteile durch die beim a-SiN_x:H beschriebene Inversionsschicht reduzieren und zum Anderen das a-SiN_x:H als Wasserstoffquelle für die Defektabsättigung an der Si-SiO_y-Grenzfläche dienen [28, 31].

Für sämtliche der hier zusammengefassten Passivierungsmaterialien findet man in der zitierten Literatur effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten von deutlich unter 100 cm²/s oder effektive Lebensdauern auf defektfreiem, perfektem „*floatzone*“ (FZ) p-Silizium von etwa einer Millisekunde. Eine Ausnahme bildet die Passivierung mit thermischem SiO₂, für dieses Material gibt Aberle nach einem Tempersschritt in Formiergas¹² eine effektive Rekombinationsgeschwindigkeit¹³ von 156 cm²/s an [23].

¹² Ein Gasgemisch aus Stickstoff und Wasserstoff.

Trotz dieser im Vergleich schlechteren Passivierungsqualität, sind Hocheffizienzzellen mit Rückseitenpassivierung aus thermischem Siliziumoxid immer noch der Standard, an dem sich neue Materialien für die Oberflächenpassivierung messen lassen müssen. Dies deutet bereits daraufhin, dass die Beurteilung von Materialien für den Einsatz als Passivierungsschicht auf der Zellrückseite nicht allein anhand von Lebensdauerproben erfolgen kann. Die tatsächliche Eignung einer Passivierungsschicht kann erst auf der Basis von Solarzellen festgestellt werden.

Einen Überblick über die Aktivitäten des Fraunhofer ISE zur PECVD Rückseitenpassivierung im Bereich Hocheffizienzzellen findet sich zum Beispiel in [51, 98].

2.2.6 Injektionsabhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit

Prinzipiell kann eine starke Abhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit vom Injektionsniveau durch zwei unterschiedliche Effekte verursacht werden:

- a) Ladungen auf der Siliziumoberfläche (Feldeffektpassivierung) mit der Dichte Q_f .
- b) Unterschiedliche Einfangquerschnitte der Grenzflächendefekte für Elektronen und Löcher.

Darüber hinaus spielt die Basisdotierung ebenfalls eine wichtige Rolle. Eine ausführliche Darstellung dieser Thematik findet sich in [23].

Die Rekombinationsrate ist für identische Einfangquerschnitte am größten, wenn an der Oberfläche Elektronen- (n_s) und Löcherdichten (p_s) ungefähr gleich groß sind. Bei unterschiedlichen Einfangquerschnitten wird die Rekombinationsgeschwindigkeit maximal, wenn die Produkte aus Oberflächenkonzentration und Einfangquerschnitt, wie in Gleichung (2.30) gezeigt, annähernd identisch sind

$$n_s \sigma_n \approx p_s \sigma_p. \quad (2.30)$$

n_s steigt mit dem Injektionsniveau stark an, bei gleichen Einfangquerschnitten gibt es keinen Unterschied zwischen Akkumulation und starker Inversion. Da die Mehrheit der zur Passivierung verwendeten Materialien positive feste Ladungen enthält und $\sigma_n \gg \sigma_p$ gilt¹⁴, ergeben sich folgende Szenarien:

- Ein n-Typ Wafer befindet sich unabhängig vom Injektionsniveau in Akkumulation, eine Erhöhung von Q_f reduziert S_{eff} kontinuierlich. In Hochinjektion steigt letztere bis auf ihren Flachbandwert an.

¹³ Für p-Typ Silizium einer Basisdotierung entsprechend 1.5 Ohm cm und einer Überschussladungsträgerdichte von $\Delta n = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

¹⁴ Für SiN_x mit Niederfrequenzplasma abgeschieden ist der Einfangquerschnitt der Löcher größer. Entsprechende Schichten wurden im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht untersucht.

- Für p-dotiertes Material sind die Abhängigkeiten von Überschussladungsträgerdichte und Q_f komplexer: Für den Fall niedriger und mittlerer positiver Ladungsdichten (zum Beispiel $\sim 1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bei der Betrachtung von $1 \text{ } \Omega\text{cm}$ Material) befindet sich die Waferoberfläche im Zustand der Verarmung (an Majoritäten), gleichzeitig ist die Minoritätsladungsträgerkonzentration an der Oberfläche stark erhöht. Da die Rekombinationsgeschwindigkeit im Niederinjektionsbereich vom Elektroneneinfang limitiert wird, ist S_{eff} in diesem Fall stark injektionsabhängig und kann für geringe Überschussladungsträgerdichten um mehrere Größenordnungen gegenüber dem Flachbandfall ansteigen. Im Fall einer großen Q_f liegt dagegen Inversion vor, die zu einer Verringerung der Rekombinationsgeschwindigkeit und ihrer Injektionsabhängigkeit führt.

Neben dem Dielektrikum kann auch das zur Kontaktierung auf dieses aufgebrachte Metall einen Einfluss auf die Injektionsabhängigkeit der Oberflächenpassivierung besitzen. Nach [58] bewirkt etwa Aluminium die Entstehung zusätzlicher positiver Ladungen an der SiO_2/Al Grenzfläche durch Injektion von Elektronen in den Siliziumwafer.

Abbildung 2.7 zeigt ein weiteres, von Schmidt und Aberle [56] postuliertes beleuchtungsabhängiges Phänomen, das bei Wafern mit SiN_x -Passivierung auftritt. Im unbeleuchteten Zustand befinden sich innerhalb der ersten 20 nm der Passivierungsschicht (vergleiche Abbildung 2.6) eine große Anzahl fester positiver Ladungen, einerseits die Ladungen im Oxynitrid, andererseits die K^+ -Zentren nahe der Leitungsbandkante des Siliziums. CV-Messungen liefern Q_f -Werte in der Größenordnung 10^{12} cm^{-2} (vergleiche Kapitel 4.4 sowie [56] und [99]). Unter Beleuchtung werden die K^+ -Zentren entladen: Die Aufspaltung der Quasifermienergien von Elektronen Φ_n und Löchern Φ_p ermöglicht die Injektion von Elektronen aus dem p-dotierten Silizium in das Dielektrikum.

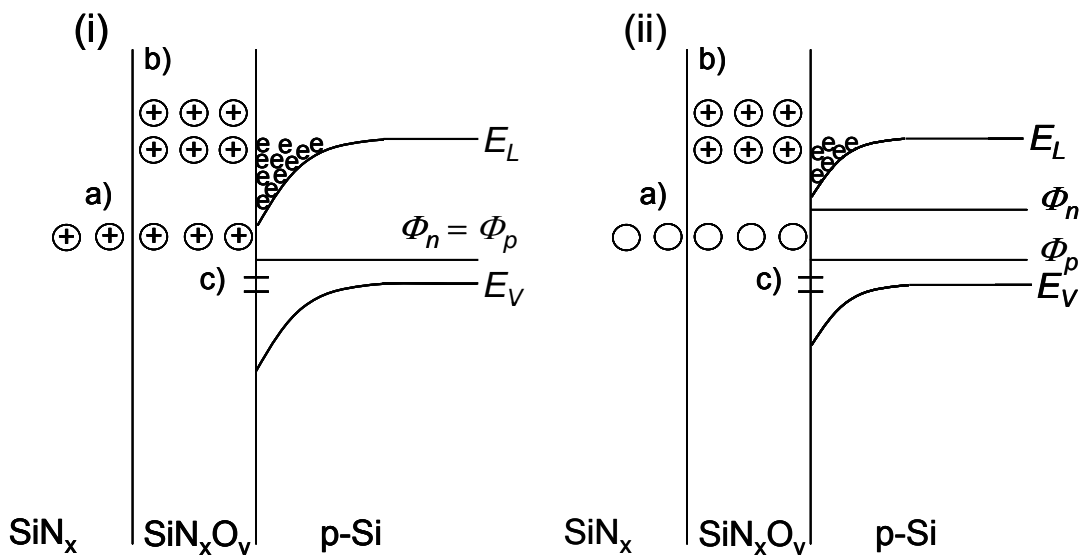


Abbildung 2.7: Banddiagramm einer Si-SiN_x-Grenzfläche ohne (i) und mit Beleuchtung (ii) nach [56]. Die energetischen Positionen der verschiedenen Defekte sind ebenfalls gezeigt: a) K-Zentren, b) feste Ladungen im Siliziumoxynitrid, c) rekombinationsaktive Defekte A und B in der Bandlücke. Die K-Zentren werden bei Beleuchtung neutralisiert.

Die Ladungsdichte verringert sich dadurch merklich um etwa eine Größenordnung, was wiederum zu einer erhöhten Injektionsabhängigkeit vergleichbar der von thermisch oxidiertem p-Silizium führt [23].

Diese Abhängigkeit der Ladungsdichte von der Beleuchtung wird allerdings unter anderem von Dauwe et al. [65, 100], die experimentell mit und ohne Beleuchtung durch „*corona charge*“-Messungen die gleichen Ladungsdichten in Siliziumnitrid ermittelten, abgestritten.

3 Produktions- und Messtechnik

3.1 Prozesstechnik – Standardprozess des LSC Gelsenkirchen

3.1.1 Nasschemische Prozesse

Im ersten Schritt der Solarzellherstellung wird der aus dem Sägeprozess stammende Schaden auf der Waferoberfläche entfernt. Hierfür werden die Wafer einer sogenannten Sägeschadenätzung unterzogen und circa 15 µm Silizium von jeder Seite des Wafers gelöst. Dies geschieht in heißer (83 °C) Natronlauge mit einer Konzentration von 30 %. Die Hydroxylionen greifen in diesem Prozess das Silizium an und lösen es gemäß Gleichung (3.1)



auf [101]. Wie alle alkalischen Lösungen ätzt auch die NaOH das Silizium anisotrop, das heißt, die Ätzraten unterscheiden sich stark je nach Kristallorientierung¹⁵[102]. Dieser Effekt wird bei monokristallinem Silizium zur gezielten Strukturierung der Oberfläche verwendet, bei multikristallinem Silizium bilden sich Stufen zwischen Körnern (Einkristallen) verschiedener Orientierung aus.

Der Ätzprozess wird durch ein kurzes Bad in konzentrierter Salzsäure abgebrochen und der Wafer anschließend mit deionisiertem Wasser (DI-Wasser) solange gespült, bis das abfließende Spülwasser einen Widerstand von 14 MOhm-cm besitzt.

Im Anschluss an die Sägeschadenentfernung werden die Wafer einem Reinigungsschritt unterzogen. Dazu erfolgt zunächst eine Oxidation der Waferoberfläche in Salpetersäure (konzentrierte HNO₃, Raumtemperatur, 10 min). Das chemische Siliziumoxid an der Waferoberfläche wird nach einem wie oben beschriebenen Spülprozess in 1 % Flusssäurelösung entfernt, die Proben wiederum gespült und die Oberfläche in einem weiteren Salpetersäureschritt zum zweiten Mal oxidiert. Die oxidierte und damit hydrophile Waferoberfläche dient dann als Ausgangspunkt für die Diffusion.

Die einzelnen Chemikalien für die oben beschriebenen Prozesse befinden sich in Teflonbecken mit einem Fassungsvermögen von 12-16 Litern, die Wafer werden für die einzelnen Schritte in sogenannte „carrier“, ebenfalls aus Teflon, gestellt. Auf diese Weise ist die gleichzeitige Bearbeitung von 20 multikristallinen Wafern der Kanten-

¹⁵ In 30 %iger KOH-Lösung bei einer Temperatur von 70 °C zeigt zum Beispiel (100) orientiertes Silizium eine Ätzgeschwindigkeit von 0.797 µm/min, (111) orientiertes dagegen nur eine Ätzgeschwindigkeit von 0.005 µm/min.

länge 125 mm möglich. Hierbei werden die Wafer im Laufe des Zellprozesses mehrfach in andere „carrier“ umgesetzt, um das Kontaminationsrisiko der Chemiebecken zu reduzieren. Bis auf die Natronlauge, die lediglich pro analysi deklariert ist, weisen alle anderen Chemikalien MOS oder sogar VLSI-Qualität¹⁶ auf.

3.1.2 In-Line Diffusion

Für die Emitterdiffusion steht ein Durchlaufofen mit Hubschnurtransportband zur Verfügung [103]. Vor dem Hochtemperaturschritt wird Phosphor in Form einer H_3PO_4 -haltigen Lösung auf den Wafer aufgebracht [104, 105]. Dies geschieht manuell mit Hilfe eines Spin-Coaters zur homogenen Verteilung der Lösung auf der Wafervorderseite. Bei der anschließenden Fahrt durch den Ofen setzt sich die Dotierlösung („dope“) unter Zugabe von Sauerstoff zu sogenanntem Phosphorsilikatglas $\text{P}_x\text{Si}_y\text{O}_z$ (kurz: Phosphorglas oder PSG) um, welches bei den kurzen Diffusionszeiten von in der Regel unter 15 min als quasi-unerschöpfliche Quelle für den eigentlichen Diffusionsprozess von Phosphor in das Siliziumgitter dient. Das Phosphorglas muss vor dem nächsten Prozessschritt in Flusssäure (5-10 %ig) entfernt werden, da es eine gute Kontaktierung der Zellvorderseite verhindern würde. Zur Kontrolle des Diffusionsprozesses dient die Messung des Schichtwiderstands, der ein Maß für die elektrisch aktive Phosphorkonzentration ist und durch Diffusionstemperatur und –dauer variiert werden kann. Im Wafer bildet sich während der Diffusion ein Emitter mit sogenanntem „kink-and-tail“-Profil aus [106], wie es in Abbildung 3.1 dargestellt ist [106, 107].

In der Abbildung sind sowohl der Verlauf der Gesamtposphorkonzentration $C(x)$ als auch der Konzentration des elektrisch aktiven Phosphors $n(x)$ gezeigt. Deutlich unterscheiden sich die beiden Konzentrationen besonders an der Oberfläche des Emitters, die Oberflächenkonzentration des elektrisch aktiven Phosphors n_s kann höchstens den Wert der maximalen aktiven Dotierkonzentration n_L annehmen, die bei etwa $2\cdot 3\cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ liegt [108] und sich aus dem Löslichkeitsprodukt von Phosphor in Silizium bei der entsprechenden Temperatur ergibt.

¹⁶ MOS (metal oxide semiconductor) und VLSI (very large scale integration) sind Begriffe aus der Halbleiterindustrie und geben in diesem Fall die Metallionenkonzentration je Fremdelement, also den Grad der Kontamination der Chemikalie, an. Für die MOS-Qualitätsstufe liegt die Kontamination im Bereich von 10-500 ppb, für VLSI im Bereich von 10-50 ppb.

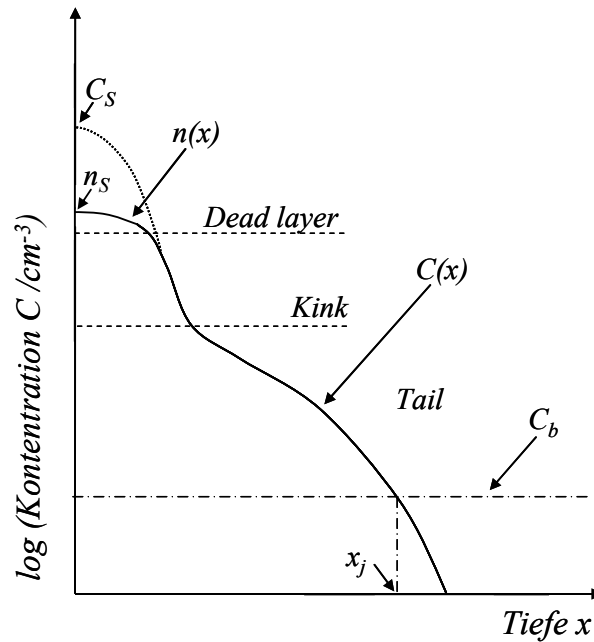


Abbildung 3.1: Konzentrations-Tiefen-Profil eines Phosphoremitters, nach [106] und [108]. Die Dotiertiefe x_j entspricht der Tiefe im Silizium, bei der die Dotierkonzentration $C(x)$ gleich der Basisdotierung C_b ist. Der Übergangsbereich zwischen „dead layer“ und Tail, der sogenannte Kink, liegt für Diffusionstemperaturen von etwa 900 °C im Bereich von 10^{20} cm^{-3} .

Der Phosphor, der oberhalb der n_L -Konzentrationsgrenze im oberen, hoch dotierten Bereich des Emitters vorhanden ist, liegt in Form von SiP-Präzipitaten und als neutraler, mobiler Phosphor vor [109]. Dieser Teil des Emitters wird auch „dead layer“ genannt, da der elektrisch inaktive Phosphor die Rekombinationsaktivität erheblich erhöht. Allerdings wirkt sich der inaktive Phosphor positiv auf die Kontaktierbarkeit des Emitters aus und reduziert Ohm'sche Verluste [107, 110]

Ein weiterer Effekt des Diffusionsprozesses ist das sogenannte Gettern von Verunreinigungen aus dem Wafer [111, 112], darüber hinaus kann die Aktivität von Defekten durch gezielte Hochtemperaturschritte und Abkühlprozesse manipuliert werden [113, 114].

3.1.3 Antireflexionsbeschichtung

Nach einem weiteren Reinigungsschritt analog zu dem vor der Diffusion wird zur Reduzierung der Oberflächenreflexion mittels „*plasma enhanced chemical vapour deposition*“ (PECVD) amorphes wasserstoffreiches Siliziumnitrid $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ auf die gereinigte Emitteroberfläche aufgebracht. Bei dem in Gelsenkirchen installierten System handelt es sich um eine „*direct plasma*“-Anlage mit einer Anregungsfrequenz von 13.56 MHz. Die Grundlagen der Plasmaphysik und -chemie sind ausführlich zum Beispiel in [115] geschildert. Ein schematischer Querschnitt durch die Anlage sowie ein Bild der geöffneten Prozesskammer sind in Abbildung 3.2 beziehungsweise Abbildung 3.3 gezeigt.

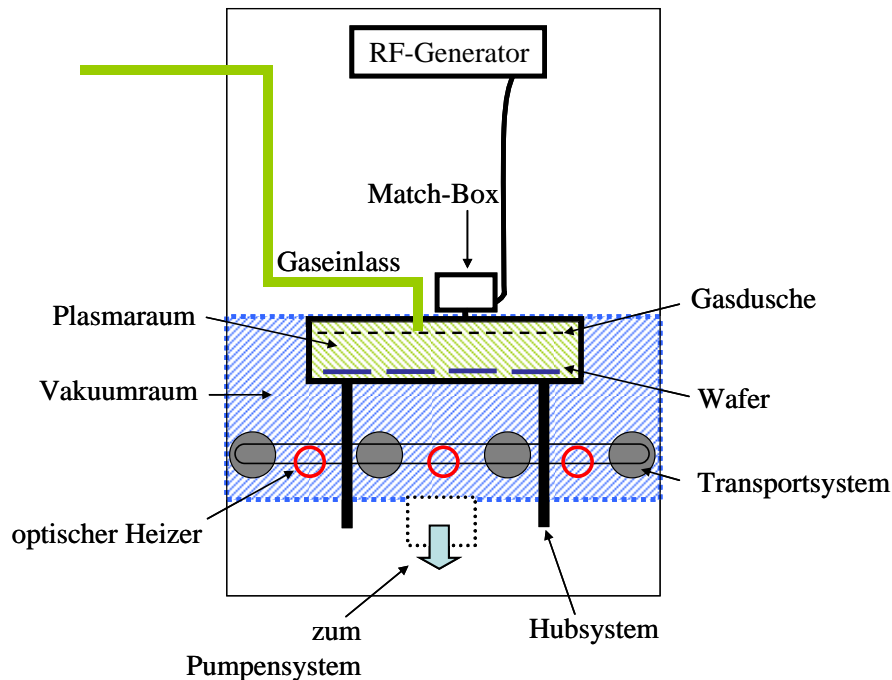


Abbildung 3.2: Schematische Zeichnung der Prozesskammer des verwendeten PECVD-Systems. Dargestellt sind der Plasmaraum, der sich zwischen der unteren und oberen Graphitelektrode befindet, der Vakuumraum, der zusätzlich noch das Transport- und Heizsystem mit einschließt, sowie der Gaseinlass mit Gasdusche und die Leistungseinkopplung über den RF-Generator und eine sogenannte Match-Box.

Das Plasma brennt zwischen der oberen Elektrode, an der elektrisch isoliert auch die Gasdusche angebracht ist, und der unteren Elektrode, auf der sich die zu beschichtenden Proben befinden. Beide Elektroden sowie die Gasdusche sind aus Graphit gefertigt. Um den Prozessraum zu schließen, wird die untere Elektrode durch Hubzylinder angehoben und gegen die an der oberen Elektrode isolierend angebrachte Dunkelfeldabschirmung gedrückt. In der Prozesskammer befindet sich darüber hinaus eine Reihe von optischen Heizern, die Prozesstemperaturen von maximal 450 °C ermöglichen. Für den Betrieb stehen zwei verschiedene Pumpensysteme zur Auswahl. Eine Turbomolekularpumpe erzeugt Basisdrücke von minimal etwa $3 \cdot 10^{-6}$ mbar. Über eine gekoppelte Schrauben- und Wälzkolbenpumpe mit vorgeschaltetem Butterflyventil wird dagegen während des Prozesses der Gasdruck in der Prozesskammer eingeregelt. Der Volumenstrom der Prozessgase wird über „mass-flow-controller“ (in Abbildung 3.2 nicht gezeigt) geregelt und die Gase auf dem Weg zum Plasmaraum gemischt. Durch einen Gaseinlass aus Quarzglas wird das Gasgemisch in die Prozesskammer geleitet. Für eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Gasmischung im gesamten Plasmaraum sorgt die sogenannte Gasdusche, die sich wenige Millimeter von der oberen Elektrode entfernt befindet und über die gesamte Abscheidefläche verteilte kleine Öffnungen in den eigentlichen Reaktionsraum besitzt. Die zur Plasmaerzeugung benötigte Leistung wird, moduliert mit einer Frequenz von 13.56 MHz, von einem RF-Generator erzeugt und über eine sogenannte Match-Box in den Reaktionsraum eingekoppelt. Zwei sich in der Match-

Box befindende, bewegliche Kondensatoren passen die Impedanz des Generators an die Impedanz des Plasmas an, um die zum Generator zurückreflektierte Leistung zu minimieren.



Abbildung 3.3: Blick in die geöffnete Prozesskammer. Zu sehen sind die Oberseite der Graphitelektrode mit den zwei Öffnungen für den Gaseinlass (hinten) und die Leistungseinkopplung (vorne). Unter der Elektrode sind die optischen Heizer zu erkennen und außerhalb des Metallrahmens Teile des Transportsystems (Bildmaterial des Fraunhofer ISE).

Als untere Elektrode und Probenträger dienen Graphitplatten mit vorgefertigten „Nestern“ in Wafergröße und einer Beschichtungsfläche von $41 \times 41 \text{ cm}^2$. Damit können bis zu neun Wafer einer Kantenlänge von 125 mm gleichzeitig prozessiert werden.

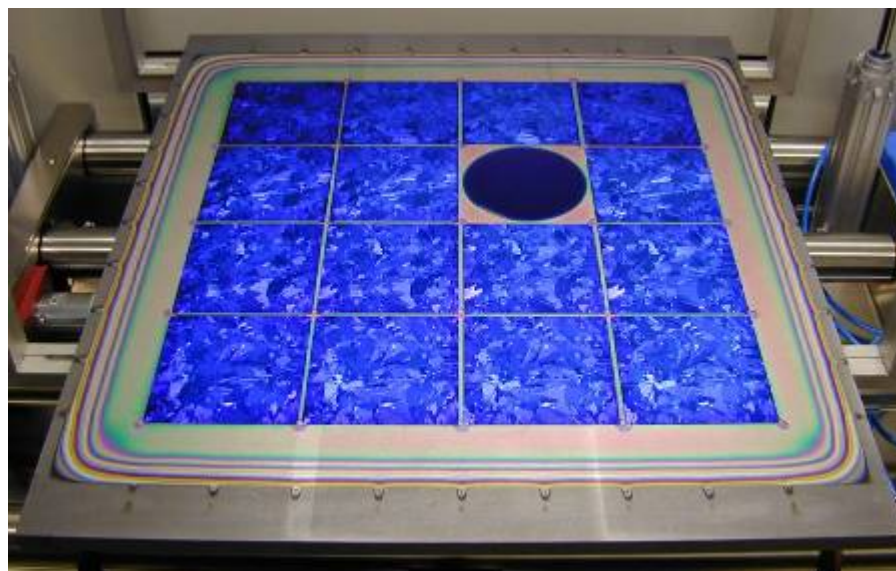


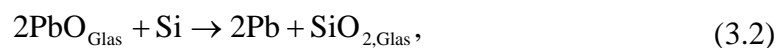
Abbildung 3.4: Eine Beschichtungsplatte der PECVD-Anlage im LSC Gelsenkirchen, die in der Prozesskammer als untere Elektrode dient. Auf der Platte befinden sich multi-kristalline Wafer nach der SiN_x-Beschichtung sowie ein runder „floatzone“ Wafer (Bildmaterial des Fraunhofer ISE).

Als Prozessgase dienen SiH_4 , NH_3 und Wasserstoff. Die Abscheidezeit wird an die zu beschichtenden Solarzellenoberflächen so angepasst, dass das Reflexionsminimum der Vorderseite bei etwa 620 nm liegt. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Plasma-prozesse sind im Detail in Kapitel 4 beschrieben.

3.1.4 Kontaktierung

Für die grundlegende Theorie des Metall-Halbleiterkontaktes sei an dieser Stelle erneut auf die einschlägige Literatur verwiesen [33]. In aller Kürze werden im Folgenden die wichtigsten Aussagen, die das vorliegende System aus Kontakten zwischen Silber und dem phosphordotierter Emitter sowie zwischen Aluminium und der bordotierten Basis betreffen, zusammengefasst.

Zur Kontaktierung des Emitters wird in der Regel eine silberhaltige Paste verwendet, die zusätzlich neben Lösungsmitteln und sogenannten „*binder*“-Stoffen hauptsächlich bleihaltiges Borosilikatglas enthält. Sowohl das Glas (im Folgenden auch Fritte genannt) als auch das Silber liegen in Form von Partikeln mit Durchmessern im Bereich von einigen Mikrometern vor [116]. Die Ausbildung des Ag-Si-Kontaktes verläuft nach dem aktuellen Forschungsstand über mehrere Schritte [117]. Nach dem Verdunsten der Lösungsmittel und dem „Ausbrennen“ der übrigen organischen Bindemittel schmilzt bei Temperaturen oberhalb von $\sim 550^\circ\text{C}$ die Fritte. Die Glasschmelze erleichtert das Zusammensintern der einzelnen Silberpartikel und beginnt ab etwa 700°C , sich durch das Antireflex- SiN_x zu ätzen, wobei die Antireflexbeschichtung reduziert wird. Die Reaktion der Schmelze mit dem Solarzellenmitter kann ebenfalls als Redoxprozess beschrieben werden



das dabei entstehende Blei löst sich vermutlich vollständig im Silber.

Für die Ausbildung und die Art des stromführenden Kontaktes werden zwei Varianten diskutiert. Einerseits die Entstehung von Silberkristalliten [118], die bis zu 130 nm in den Emitter hineinragen können. Das Material für diese Kristallite in Form invertierter Pyramiden ist vermutlich in der Glasfritte gelöstes Silber, welches epitaktisch zu ebenfalls in der Fritte gelöstem Silizium wächst, sobald dieses bei Abkühlung des Wafers rekristallisiert. In diesem Fall würde der Stromtransport lediglich über die (flächenmäßig betrachtet wenigen) Kristallite erfolgen, die eine Verbindung zur darüber liegenden Silberschicht besitzen, oder über einen direkten Tunnelprozess, wenn die sich zwischen Kristallit und Silberfinger befindende Glasschicht dünn genug ist. Andererseits ist ein sogenannter Multi-Tunnel-Prozess denkbar, bei dem die Elektronen über metallische Präzipitate auch durch dickere Glasschichten tunneln [117].

Zur Kontaktierung der Zellrückseite wird im Standardprozess ebenfalls ein Siebdruckschritt durchgeführt. Im Unterschied zur Vorderseitenpaste enthält die Paste für den Rückseitenkontakt statt Silber Aluminiumpartikel. Neben der Bildung eines Kontakts

zur Solarzellenbasis besitzt das Aluminium eine weitere wichtige Funktion. Während des Hochtemperaturschrittes diffundiert Silizium in die Aluminiumpartikel der Siebdruckpaste und aus diesen Aluminium in die Solarzelle [119-122]. Es entsteht eine hochdotierte (p^+) Schicht von maximal etwa 10 μm Dicke und dadurch induziert eine Bandverbiegung mit entsprechendem elektrischen Feld, dem „*back surface field*“ [35, 123]. Mit einem „*back surface field*“ (BSF) werden Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten von etwa 1000 cm/s erreicht [94, 123]. Wie in Kapitel 4 noch gezeigt wird, ist bei dünnen Solarzellen dieser Wert nicht mehr ausreichend, um gleichbleibende oder gar bessere Wirkungsgrade zu erzielen. Zudem tritt aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium und Aluminium bei dünnen Substraten das sogenannte „*wafer bowing*“ auf [123, 124]. Dermaßen verformte Solarzellen eignen sich nur schlecht für den Einsatz in Modulen.

Die interne Reflexion an der Solarzellenrückseite wird von dem Si-Al-Eutektikum bestimmt, das sich während des schnellen Abkühlens des Wafers zwischen dem BSF und den zusammengesinterten Aluminiumpartikeln bildet. Siliziumausscheidungen geben dieser Schicht eine teilweise lamellenartige Struktur [119].

Ein Vorteil des Aluminiumsiebdrucks ist noch zu nennen: Wie bei der Phosphordiffusion erfolgt auch beim Feuern des Aluminiumkontaktes ein „*gettern*“ von Verunreinigungen aus dem Volumenmaterial. Darüber hinaus erhöht das Aluminium die Effektivität der vom $a\text{-SiN}_x\text{:H}$ ausgehenden Wasserstoffpassivierung von Defekten im multikristallinen Material („*bulk*“-Passivierung) während des Hochtemperaturschritts [125-128].

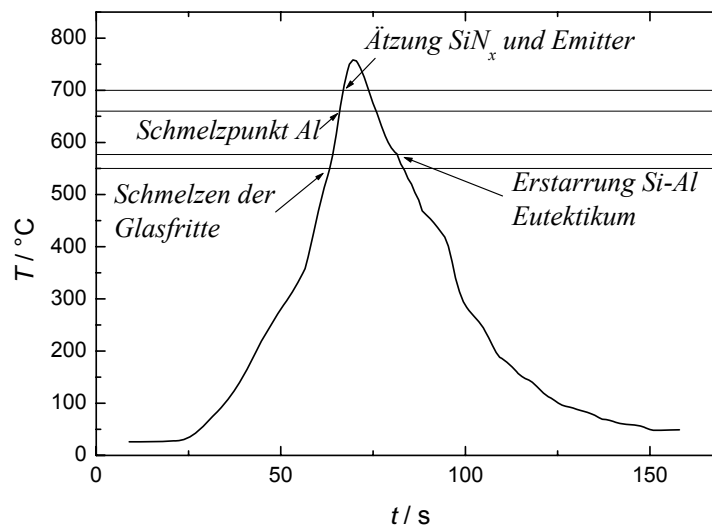


Abbildung 3.5: Typisches Temperatur-Zeit-Profil des Co-Feuerschritts, aufgetragen ist die auf einem Wafer gemessene Temperatur. Zusätzlich sind die wichtigsten Schritte der Kontaktbildung bei der entsprechenden Temperatur gezeigt.

Als letzter Schritt im Standardprozess werden durch den Diffusionsprozess erzeugte Kurzschlüsse von Emitter und Basis an den Kanten der Solarzelle entfernt. Mit einem

Laser wird von der Rückseite der Zelle ein $\sim 30 \mu\text{m}$ tiefer Graben etwa 1 mm vom Zellrand entfernt eingeschnitten und anschließend die Kante abgebrochen.

3.2 Messtechnik

3.2.1 Lebensdauerermessung

Zur Bestimmung der effektiven Lebensdauer wird das zeitliche Abklingen der photoinduzierten Leitfähigkeit, die wiederum von der Anzahl der Überschussladungsträger abhängig ist, bei Veränderung der Beleuchtung gemessen. Die Leitfähigkeit kann zum Beispiel über die Reflexion von Mikrowellen oder induktiv bestimmt werden.

Nach [129] gilt Gleichung (3.3) generell für den Zusammenhang der effektiven Lebensdauer τ_{eff} mit der durchschnittlichen¹⁷ Überschussladungsträgerdichte $\Delta n_{avg.}$ und der durchschnittlichen Generationsrate $G_{avg.}(t)$

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n_{avg.}}{G_{avg.}(t) - \frac{\partial \Delta n_{avg.}(t)}{\partial t}} \quad (3.3)$$

Für den Fall, dass die Generationsrate gleich null ist, vereinfacht sich Gleichung (3.3) zu

$$\tau_{eff} = - \frac{\Delta n_{avg.}}{\frac{\partial \Delta n_{avg.}(t)}{\partial t}} \quad (3.4)$$

für den quasi-transienten Zustand. Praktisch ergibt sich dieser Fall nach einem kurzen Beleuchtungspuls auf eine Probe mit einer hohen effektiven Lebensdauer. Im Gegensatz dazu gilt für den quasi-statischen Fall

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n_{avg.}}{G_{avg.}(t)}, \quad (3.5)$$

wenn die Lebensdauer der Überschussladungsträger wesentlich kleiner ist als die Abklingzeit der Generationsrate. Für Details siehe zum Beispiel [129] und [52].

„microwave detected photoconductance decay (μ -PCD)“

Mit dem WT2000 Messplatz der Firma Semilab sind orts aufgelöste, transiente Messungen der effektiven Lebensdauer möglich. Zudem können an diesem Gerät, das nach dem Prinzip des über Mikrowellen detektierten Abklingens der Photoleitfähigkeit (μ -PCD) arbeitet, unterschiedlich starke globale Beleuchtungen eingeregelt werden. Die Generation von Elektronen-Lochpaaren erfolgt über kurze (200 ns) Laserpulse bei einer Wellenlänge von 904 nm und einem Strahldurchmesser von einem Quadratmillimeter.

¹⁷ Bezogen auf die gesamte Waferdicke.

Für die Messung in dieser Arbeit gezeigter Proben wurden die in Tabelle 3.1 zusammengefassten Einstellungen verwendet. Da die Anregung und die Detektion des Messsignals von der gleichen Seite des Wafers erfolgen, sind auch Untersuchungen an einseitig metallisierter Proben möglich¹⁸, um etwa den Einfluss des Metallisierungsprozesses auf die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit einschätzen zu können.

Um ein verwertbares Signal von der vergleichsweise kleinen angeregten Fläche zu erhalten, arbeitet der Messplatz in einem Bereich hoher Laserleistungen ($1.5 \cdot 10^{10}$ bis $1.0 \cdot 10^{13}$ Photonen pro Puls). Die für die in Kapitel 4 vorgestellten Messungen verwendete Laserleistung von $1.5 \cdot 10^{12}$ Photonen/Puls entspricht einer elektrischen Leistung von 164.8 W/cm^2 im Vergleich mit 100 mW/cm^2 für AM1.5G Messbedingungen. Unter der Annahme, dass alle Photonen absorbiert werden, ergibt sich bei einer Eindringtiefe des Lasers von etwa $30 \text{ }\mu\text{m}$ [130] ein Injektionsniveau von $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Bei μ -PCD Messungen mit Biasbeleuchtung erhält man prinzipiell eine differentielle Lebensdauer [131, 132]. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass die pulsförmige Anregung in diesem Fall als eine Kleinsignalstörung betrachtet werden kann¹⁹.

Tabelle 3.1: Übliche Parameter der μ -PCD-Messungen.

Auflösung	Averaging	Light Bias	MW-Frequenz	Laserleistung
In der Regel 1 mm^2	16 (64 bei metallisierten Proben)	$\sim 500 \text{ mSun}$	10.485 GHz	$150 \cdot 10^{10}$ Photonen/Puls

Einen weitergehenden Einblick in den verwendeten Messplatz und seine Möglichkeiten liefern Lauer et al. [130].

„quasi steady state photoconductance (QSSPC)“

Der von Sinton und Cuevas entwickelte Messplatz [133-135] zur Bestimmung der effektiven Lebensdauer ermöglicht sowohl quasi-stationäre als auch quasi-transiente Messungen. Außerdem ist eine generalisierte Auswertung der Leitfähigkeitsdaten nach Gleichung (3.3) implementiert [136]. Im Gegensatz zum μ -PCD Messplatz wird die Leitfähigkeit über die Induktion einer Spule gemessen, die das Signal über eine Fläche von 12.6 cm^2 detektiert, außerdem erfolgt die Anregung großflächig mittels eines Blitzlichts. Des Weiteren verfügt die WCT-120 über eine streng lineare Referenzsolarzelle, mit deren Hilfe das Injektionsniveau innerhalb der Probe (ausgedrückt als Generation G) über folgende Gleichung

¹⁸ In diesem Fall gilt Gleichung (2.28) streng genommen nicht mehr, da die Probe nicht symmetrisch ist.

¹⁹ Für die Bestimmung der Lebensdauer muss eigentlich gelten, dass die vom Anregungspuls hervorgerufene Überschussladungsträgerdichte maximal 10 % der von der Biasbeleuchtung hervorgerufenen Überschussladungsträgerdichte beträgt. Der in dieser Arbeit verwendete Messplatz besitzt als kleinsten Photonenfluss $1 \cdot 10^{10}$ Photonen/Puls, was immer noch dem 22fachen der üblichen Biasbeleuchtung von 0.5 Sonnen entspricht. Bei diesem Photonenfluss waren allerdings aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses keine Messungen möglich.

$$G = \frac{F \cdot f_{abs}}{d_w} \quad (3.6)$$

bestimmt werden kann. Hierbei ist F die Anzahl der auf die Probe treffenden Photonen, berechnet aus dem Signal der Referenzzelle, und f_{abs} berücksichtigt die reflektierten und transmittierten Photonen²⁰. Die Kenntnis von G ist nach den Gleichungen (3.3) und (3.5) außerdem notwendig, um die Lebensdauer im quasi-stationären und im generalisierten Messmodus zu bestimmen.

Den Einfluss des Messmodus des QSSPC-Aufbaus verdeutlicht die folgende Abbildung 3.6. Während die aus der generalisierten und quasistatischen Messung erhaltenen Kurven einen ähnlichen Verlauf mit etwas unterschiedlichen Maximalwerten zeigen, ist das Maximum der transienten Kurve zu niedrigeren Injektionsniveaus verschoben. Mit einer effektiven Lebensdauer von unter 200 μs ist diese Probe nur noch bedingt für den transienten Messmodus geeignet.

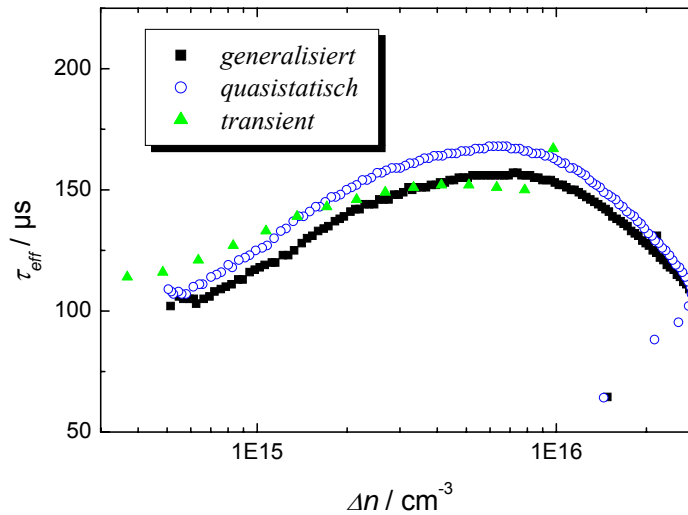


Abbildung 3.6: Vergleich der Messmethoden des QSSPC-Aufbaus anhand einer Probe. Gezeigt ist die ermittelte effektive Lebensdauer τ_{eff} in Abhängigkeit vom Injektionsniveau Δn und dem verwendeten Messmodus.

In Tabelle 3.2 sind Vor- und Nachteile der verschiedenen Lebensdauerermessungen sowie ihre wesentlichen Eigenschaften zusammengefasst. So ermöglicht die μ -PCD-Messung zwar orts aufgelöste Ergebnisse, dafür ist die Messzeit wesentlich länger als bei den verschiedenen QSSPC-Modi. Außerdem wird an der WT2000 das Injektionsniveau nicht

²⁰ Eine schnelle und praktikable Möglichkeit zur Bestimmung von f_{abs} ist der Vergleich der ermittelten Lebensdauer im transienten und im stationären Messmodus. Genauer ist die Simulation des optischen Verhaltens des Wafers zum Beispiel mit dem Programm Sunrays, für die der wellenlängenabhängige Verlauf von Brechungsindex n und Absorptionskoeffizient k der verschiedenen beteiligten Materialien bekannt sein muss.

automatisch ermittelt, während die Vermessung (einseitig) metallisierter Proben mit dem WCT120-Aufbau nicht möglich ist.

Tabelle 3.2: Vergleich der wesentlichen Eigenschaften der Lebensdauermessung mit dem μ -PCD- und dem QSSPC-Aufbau.

	μ -PCD <i>WT 2000</i>	<i>transient</i> QSSPC <i>WCT 120</i>	<i>quasi-statisch</i> QSSPC <i>WCT 120</i>	<i>generalisiert</i> QSSPC <i>WCT 120</i>
<i>Basiert auf Gleichung</i>	(3.4)	(3.4)	(3.5)	(3.3)
<i>Messbereich</i>	$> 0.1 \mu\text{s}$	$> 100 \mu\text{s}$	$< 200 \mu\text{s}$	
<i>Messzeit</i>	-	+	+	+
<i>Ortsauflösung</i>	ja	nein	nein	nein
<i>Bestimmung Injektion</i>	nein	ja	na	ja
<i>Metallisierte Proben</i>	ja	nein	nein	nein
<i>Biasbeleuchtung</i>	ja	nein	nein	nein
τ_{eff}	differenziell	absolut	absolut	absolut

3.2.2 Kapazität-Spannungsmessungen

Für eine direkte Untersuchung der Defektdichte an einer Silizium-Isolator-Grenzfläche können MOS/MIS-Dioden²¹ verwendet werden. Auch die Bestimmung der im Isolatormaterial vorhandenen Ladungen ist mit einer solchen Kondensatorstruktur möglich. Kapazitätsmessungen an MOS-Dioden sind eine wertvolle Ergänzung zu Lebensdauer-messungen und wurden im Rahmen dieser Arbeit mit verschiedenen Passivierungsschichten als Isolatormaterial durchgeführt.

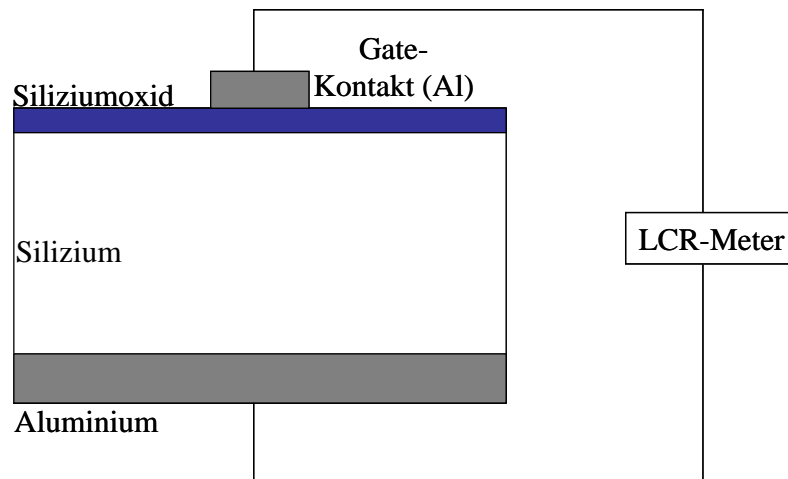


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau einer CV-Messung an einer MOS-Diode. Die am Gate-Kontakt angelegte Spannung V_g ist nach Konvention > 0 , wenn der Gate-Kontakt im Vergleich zum ohmschen Rückseitenkontakt positiv geladen ist. Das LCR-Meter dient als Spannungsquelle und zur Aufnahme des Kapazitätssignals. Einzelheiten zum verwendeten Messaufbau finden sich in [137].

Für die CV-Messung wird zunächst an eine Probe, wie in Abbildung 3.7 skizziert, eine Spannung, die sogenannte Gatespannung V_g , angelegt und in einem Bereich von mehreren Volt in Plus- und Minusrichtung variiert. V_g wird dabei mit einem zusätzlichen Spannungskleinsignal moduliert, dessen Frequenz variabel ist.

In Abhängigkeit von der angelegten Gate-Spannung V_g lassen sich folgende Fälle (hier für p-dotiertes Silizium angegeben) unterscheiden [33], die in Abbildung 3.8 skizziert sind:

- Akkumulation von Majoritätsladungsträgern an der Silizium-Isolator-Grenzfläche bei $V_g < 0$, die Bänder werden an der Grenzfläche nach oben gebogen. Die gemessene Kapazität entspricht der Kapazität des Dielektrikums und ist aufgrund der hohen Mobilität der Majoritäten frequenzunabhängig.
- Verarmung an Majoritätsladungsträgern an der Grenzfläche bei $V_g > 0$, die Bänder werden nach unten gebogen. Die ortsfesten Dotieratome verursachen die

²¹ MOS = „metal-oxide-semiconductor“, also ein Bauelement aus einem Metallkontakt auf einem (Halbleiter-) Oxid über einem Halbleiter. Das „I“ in MIS steht für einen beliebigen „insulator“.

Ausbildung einer Raumladungszone, deren Kapazität mit der des Dielektrikums in Reihe geschaltet ist. Da die Weite der Raumladungszone mit der Spannung steigt, nimmt die gemessene Kapazität zu positiveren Spannungen hin ab, ist aber weiterhin frequenzunabhängig.

- Inversion durch die Ansammlung von Minoritätsladungsträgern der Grenzfläche bei $V_g \gg 0$, die Bänder sind so weit nach unten gebogen, dass das intrinsische Fermienergielevel E_i E_f schneidet (siehe Abbildung 3.8, rechts). Die Elektronen sammeln sich in einer nur wenige Nanometer dicken Inversionsschicht direkt an der Grenzfläche. Für niedrige Frequenzen werden Elektronen durch thermische Anregung in das Leitungsband angehoben und an der Grenzfläche herrschen negative Ladungen vor. Die gemessene Kapazität entspricht wie im Fall der Akkumulation der Kapazität des Dielektrikums. Da die thermischen Prozesse hohen Frequenzen nicht folgen können, reagieren in diesem Fall lediglich die Majoritätsladungsträger auf der anderen Seite der weiterhin vorhandenen Verarmungszone. Der Abstand zwischen den beweglichen Ladungen und dem Dielektrikum ist daher maximal und die Kapazität der Raumladungszone sehr klein.

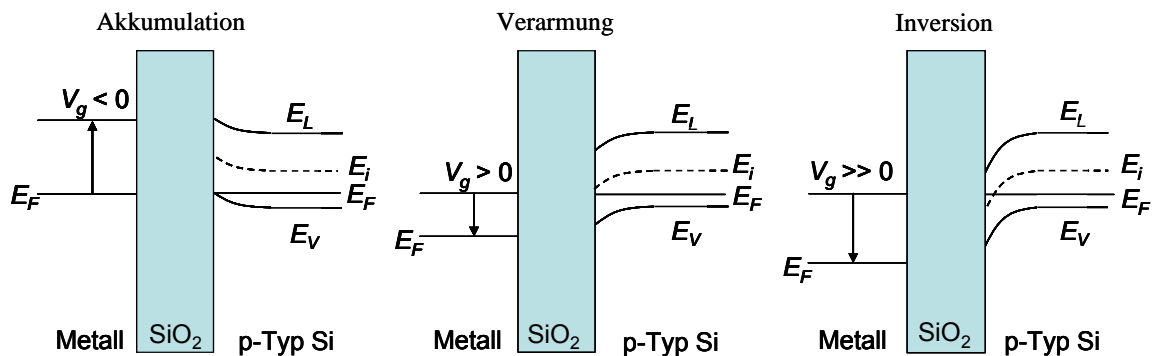


Abbildung 3.8: Bandverbiegung an der Silizium-Siliziumoxidgrenzfläche einer MOS-Diode in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Links Akkumulation, in der Mitte Verarmung und rechts Inversion, nach [33].

Aus der Messung der frequenzabhängigen CV-Kurven lassen ausgehend von den folgenden Überlegungen sowohl die Ladungsdichte im realen Dielektrikum als auch die Defektdichte an der Silizium-Dielektrikum-Grenzfläche bestimmen:

Aufgrund der in einem realen Dielektrikum enthaltenen Ladungen muss eine Spannung V_{FB} (FB für „flat band“) angelegt werden, um den Flachbandzustand²² zu erreichen

$$V_{FB} = W_{ms} - \frac{Q_f + Q_{ot} + Q_m}{C_{ox}}. \quad (3.7)$$

²² Für eine ideale Diode liegt bei 0 V keine Bandverbiegung vor.

V_{FB} ist darüber hinaus von der Differenz der Austrittsarbeiten W_{ms} von Silizium und dem für die Kontaktierung verwendeten Metall abhängig. Aus der gemessenen Flachbandspannung und einem Literaturwert für W_{ms} lässt sich nach Gleichung (3.7) die Gesamtladung im Dielektrikum bestimmen. Letztere setzt sich aus festen Ladungen Q_f , mobilen Ladungen Q_m und sogenannten „trapped charges“ Q_{ot} zusammen. Der Q_f Ladungsanteil ist auf Defekte zurückzuführen, die sich an oder nahe der Grenzfläche in unstöchiometrisch gewachsenem SiO_x befinden (siehe Kapitel 2.2.2) und auch bei Anlegen einer Spannung unbeweglich bleiben. Q_m dagegen wird zum Beispiel von Natriumionen im Siliziumoxid hervorgerufen, die bei Anlegen einer Spannung durch das Oxid wandern können. Die Defekte, die Q_{ot} verursachen, sind wie die festen Ladungen unbeweglich, finden sich aber im gesamten SiO_2 verteilt und sind zum Beispiel auf Schäden durch Röntgenstrahlung zurückzuführen (siehe dazu auch Kapitel 4).

Die Grenzflächendefekte beeinflussen den Verlauf der CV-Kurve ebenfalls. Wie Dotieratome lassen sich die Defekte innerhalb der Bandlücke in Donatoren oder Akzeptoren aufteilen. Entsprechend ihrer Lage zum Fermi-niveau sind Donatoren neutral oder positiv geladen, Akzeptoren dagegen entweder neutral oder negativ geladen. Der Zusammenhang des Ladungszustands mit E_F ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

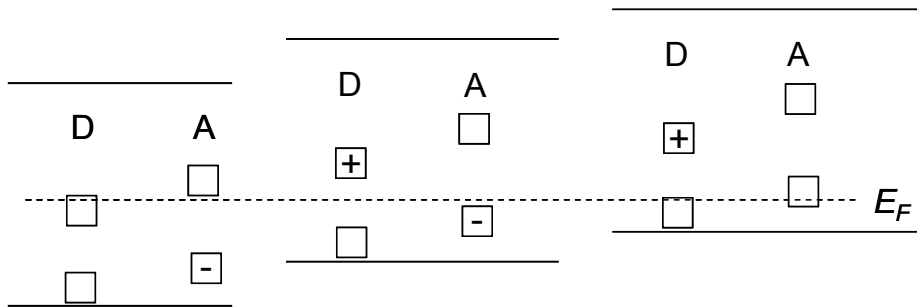


Abbildung 3.9: Donor- und Akzeptordefekte innerhalb der Bandlücke bei unterschiedlichen Bandpositionen nach [33]. Donatoren unterhalb von E_F sind neutral und oberhalb positiv geladen, Akzeptoren unterhalb des Fermi-niveaus negativ geladen, darüber neutral.

Diese Umladung der Defekte kann allerdings nicht beliebig schnell erfolgen, so dass zwischen der Hochfrequenz- und der Niederfrequenzkurve ein sogenannter „stretch-out“ ΔC auftritt. Dieser Effekt ist besonders stark im Verarmungsbereich der Kurven ausgeprägt. Der Grenzflächendefektdichte D_{it} lässt sich über den Zusammenhang

$$C_{it} = eD_{it} \quad (3.8)$$

eine Kapazität C_{it} zuordnen, die anhand von Gleichung (3.9)

$$C_{it} = C_{ox} \left(\frac{C_{lf}}{C_{ox} - C_{lf}} - \frac{C_{hf}}{C_{ox} - C_{hf}} \right) \quad (3.9)$$

aus den hf - und lf -Kurven berechnet werden kann. Aus C_{it} kann im Anschluss die Grenzflächenstörstellendichte über

$$D_{it}(V_g) = \frac{C_{ox}}{e} \left(\frac{C_{lf}(V_g)}{C_{ox} - C_{lf}(V_g)} - \frac{C_{hf}(V_g)}{C_{ox} - C_{hf}(V_g)} \right) \quad (3.10)$$

bestimmt werden [138].

3.2.3 Quanteneffizienzmessung

Neben der Aufnahme der Hellkennlinie²³ ist die Messung der wellenlängenabhängigen spektralen Empfindlichkeit $SR(\lambda)$ eine der am häufigsten angewendeten Methoden zur Solarzellcharakterisierung. Unter Kurzschlussbedingungen wird bei bekannter eingestrahelter Leistung $P(\lambda)$ der Strom $I_{SC}(\lambda)$ der Zelle für verschiedene Wellenlängen λ zwischen etwa 300 und 1200 nm gemessen und über Gleichung (3.11) in die sogenannte externe Quanteneffizienz (EQE) umgerechnet

$$EQE(\lambda) = \frac{I_{SC}(\lambda)}{e} \cdot \frac{hc}{P(\lambda)} \frac{1}{\lambda} = \frac{hc}{e} \frac{SR(\lambda)}{\lambda}. \quad (3.11)$$

Hierbei ist h das Plank'sche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit.

Wird zusätzlich die wellenlängenabhängige Reflexion der Zelle bestimmt, kann aus $R_{ef}(\lambda)$ und $EQE(\lambda)$ die interne Quanteneffizienz $IQE(\lambda)$ berechnet werden:

$$IQE(\lambda) = \frac{EQE(\lambda)}{1 - R_{ef}(\lambda)}. \quad (3.12)$$

Abbildung 3.10 zeigt den mit PC1D [22] simulierten Verlauf der externen und internen Quanteneffizienz sowie der Reflexion einer Solarzelle. Im niederwelligen Bereich dominiert der Einfluss des Emitters, im längerwelligen dagegen wird die Quanteneffizienz durch die Lebensdauer im Volumen sowie durch die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit bestimmt [35], siehe dazu auch Gleichung (2.11).

²³ Messungen der Strom-Spannungskennlinie unter Beleuchtung finden bei Standardtestbedingungen von 25 °C Zelltemperatur und einem (durch Filter angenäherten) AM1.5G Spektrum statt.

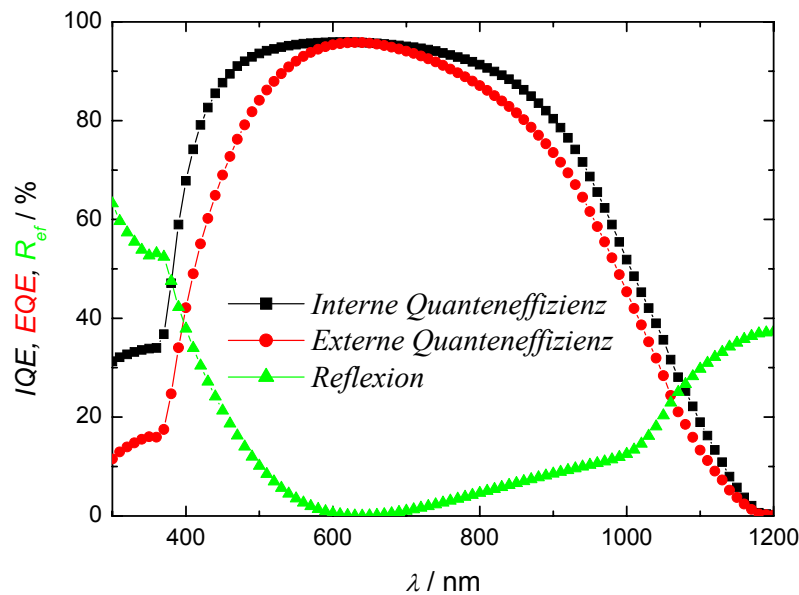


Abbildung 3.10: Interne und externe Quanteneffizienz sowie Reflexion einer mit PC1D simulierten Solarzelle.

In Abbildung 3.11 ist der Einfluss der Volumenlebensdauer τ_B sowie der Vorder- und Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{front} beziehungsweise S_{back} auf die EQE aus Abbildung 3.10 gezeigt. Bis etwa 600 nm dominieren die Emittereigenschaften, danach die Volumenlebensdauer und ab etwa 800 nm gewinnt die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit langsam an Einfluss (bei der geringen τ_B und der gewählten Zelldicke von 250 μm ist S_{back} aber von nur geringer Bedeutung).

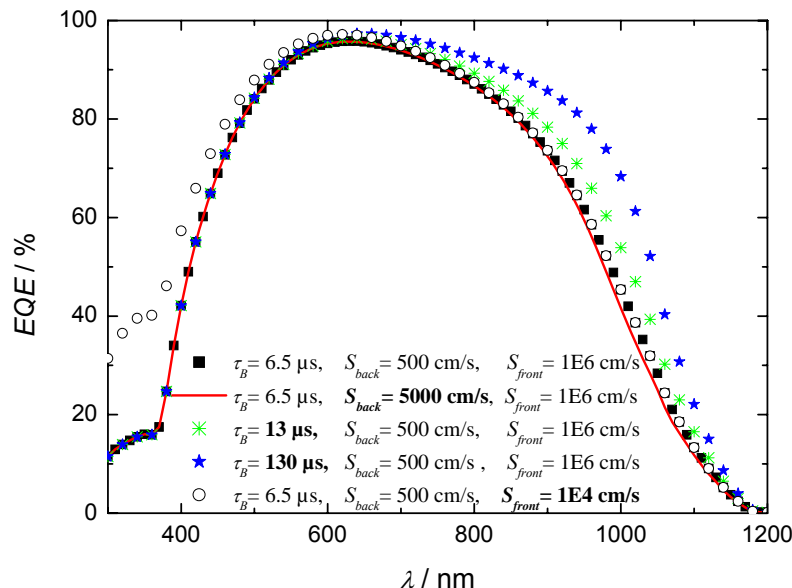


Abbildung 3.11: Einfluss verschiedener Materialparameter auf die EQE. Die durch gefüllte Quadrate dargestellte Kurve entspricht der EQE in Abbildung 3.10, im Vergleich dazu variierte Parameter sind fett gedruckt. Um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, ist von einigen Kurven nur jeder zweite Datenpunkt gezeigt.

Die Quanteneffizienzmessung kann zusätzlich mit Biasbeleuchtung durchgeführt werden²⁴. Auf diese Weise ist es möglich, wellenlängenabhängige Informationen über die Zelle unter angenäherten Betriebsbedingungen²⁵ zu gewinnen. Insbesondere bei Solarzellen aus defektreicherem, multikristallinen Material treten signifikante Unterschiede zwischen den *EQE*-Kurven mit (erhöhte Quanteneffizienz) und ohne Biasbeleuchtung auf. Ähnliches gilt auch für die Untersuchung von rückseitenpassivierten Zellen, die eine biaslichtabhängige Rückseitenrekombination aufweisen können [58, 74].

3.2.4 Ortsaufgelöste Zellcharakterisierung

Elektro- und Photolumineszenz-Imaging

Grundlage beider Messmethoden ist die Emission von Licht aus einer Solarzelle. Die mittels einer CCD-Kamera²⁶ detektierten Photonen stammen aus spontanen strahlenden Rekombinationsvorgängen in der Zelle, deren Rate R_{sp} durch

$$R_{sp} = B(T)np = B(T)n_i^2(T)\exp\left(\frac{\Delta\varphi}{kT}\right) \quad (3.13)$$

beschrieben wird. Unter Vernachlässigung von Reabsorption im Silizium und Reflexion an den Oberflächen ist die Emissionsrate somit lediglich vom Emissionskoeffizienten $B(T)$, der Ladungsträgerkonzentration $n_i(T)$ und der Differenz der Quasifermienergien $\Delta\varphi$ sowie der Temperatur T abhängig. Integriert über die gesamte Zelldicke ist Gleichung (3.13) proportional zum Lumineszenzsignal.

Der Unterschied zwischen den beiden Messtechniken besteht in der Art der Anregung, die für die Aufspaltung der Quasifermienergien von Elektronen und Löchern notwendig ist. Während beim klassischen „*photoluminescence imaging*“ die gesamte, nichtkontaktierte Zelle beleuchtet wird²⁷, erfolgt bei der Elektrolumineszenzmethode zunächst eine Kontaktierung der Solarzelle. Durch Anlegen einer Spannung in Durchlassrichtung stellt sich $\Delta\varphi$ ein.

Nach Gleichung (3.14) hängt die Aufspaltung direkt mit der ortsabhängigen Spannung über den pn-Übergang U_l („*local junction bias*“) zusammen

$$\Delta\varphi = eU_l, \quad (3.14)$$

²⁴ Wird die Messung mit Biaslicht durchgeführt, so handelt es sich bei der resultierenden Quanteneffizienz wie bei der Photoleitfähigkeit um eine differenzielle Größe.

²⁵ Üblicherweise werden Intensitäten von etwa 0.5 Sonnen für die Biasbeleuchtung verwendet.

²⁶ CCD steht für „*charge coupled device*“, für Photolumineszenzaufnahmen verwendet man meist Kameras mit gekühltem Siliziumdetektor.

²⁷ Da keine Kontaktierung notwendig ist, können auch teilprozessierte Solarzellen und noch unbehandelte Wafer mit dieser Methode untersucht und so Informationen über die Prozess- sowie die Materialqualität gewonnen werden.

die wiederum von der lokalen Rekombinationsaktivität, dem Serienwiderstand sowie von „*shunts*“ bestimmt wird. Mittels Lumineszenzaufnahmen lassen sich daher Aussagen über diese entscheidenden Faktoren machen [139] und das auch mit für Industrieanwendungen interessanten Messzeiten von – im schnellsten Fall – nur wenigen Sekunden [140].

Seit der Einführung von Elektrolumineszenzmessungen an multikristallinem Silizium durch Fuyuki et al. [141] wurden verschiedene Methoden entwickelt, um den Einfluss der Ladungsträgerlebensdauern und der verschiedenen Widerstände auf das Lumineszenzsignal zu unterscheiden und zu quantifizieren [142-145].

Die in Kapitel 5 gezeigten orts aufgelösten Serienwiderstandsdaten wurden nach der in [146] beschriebenen Technik aus Photolumineszenzmessungen bei verschiedenen Beleuchtungsstärken und kontaktierter Solarzelle ermittelt.

LBIC

Die „*light beam induced current*“ (LBIC) Methode ermöglicht die orts aufgelöste Messung des Kurzschlussstroms einer Solarzelle für die verwendete Laser- beziehungsweise Lichtwellenlänge. Erfolgt gleichzeitig auch die Aufnahme des Reflexionssignals, etwa über weitere, oberhalb der zu vermessenden Probe angebrachte Solarzellen mit bekanntem Beleuchtungs-Strom-Verhalten, so kann aus den gewonnenen Daten eine Topographie der internen Quanteneffizienz berechnet werden. Der Aufbau der in dieser Arbeit verwendeten LBIC-Anlage ist im Detail in [147] beschrieben. Die so gewonnene *IQE* ermöglicht Aussagen über (effektive) Ladungsträgerlebensdauern und liefert somit lokal aufgelöste Informationen über Rekombination und Passivierung. Insbesondere für multikristalline Solarzellen sind derartige lokal aufgelöste Messungen von großer Bedeutung, da der Einfluss von Defekten und Korngrenzen direkt untersucht werden kann. Auch die Veränderung der Rekombinationsaktivität von Defekten durch bestimmte Prozessschritte kann mit Hilfe dieser Methode verfolgt werden [40, 114, 148, 149].

CELLO

Die lokal aufgelöste Messung nicht nur des Kurzschluss-Stroms sondern auch der Leerlaufspannung sowie von Strom und Spannung an allen Punkten der Kennlinie ist mit der CELLO („*solar cell local characterization*“) Technik möglich [150]. Der Messaufbau ist schematisch in Abbildung 3.12 gezeigt. Wie bei der LBIC-Methode wird die Solarzelle mit einem modulierten Laserstrahl abgetastet, im Unterschied zur verwendeten LBIC-Anlage verfügt der CELLO-Messplatz jedoch über eine globale Zellbeleuchtung mit einer Intensität von etwa einem Drittel Sonne, so dass das Lasersignal nur als (örtlich begrenzte) Kleinsignalstörung auf die Zelle wirkt. Die Frequenz des Messsignals wird von der Messkarte des Steuerrechners generiert, die auch das modulierte Antwortsignal ausliest. Über das Messprogramm werden aus diesen Daten die Amplitude und die Phasenverschiebung des Messsignals extrahiert, so dass es nicht

mehr notwendig ist, einen Frequenzgenerator und einen Lock-In-Verstärker zu betreiben. Die Kontaktierung der Solarzelle erfolgt auf der Rückseite durch einen (gekühlten) Kupferblock, der gleichzeitig als Working- und Sense-Elektrode dient. Die Vorderseite wird mit je vier symmetrisch ausgerichteten Counter- und Referenzelektroden kontaktiert, wobei sich der gemessene Gesamtstrom aus den vier Strömen der Counterelektroden addiert. Ein Potentiostat/Galvanostat wird für die Einstellung von jedem beliebigen Spannungs- beziehungsweise Stromwert der globalen Kennlinie verwendet, so dass je nach Betriebsart ein Wechselstrom oder eine Wechselspannung gemessen wird. Als Ergebnis erhält man schließlich durch Anpassung der Messdaten an ein in [150] vorgestelltes Modell sogenannte „maps“ von Strom und Spannung an verschiedenen Punkten der Solarzellkennlinie. Aus diesen lassen sich zum Beispiel Serien- und Parallelwiderstandsverteilungen berechnen. Des Weiteren kann für jeden „Pixel“ der Solarzelle die komplette Hellkennlinie bestimmt werden.

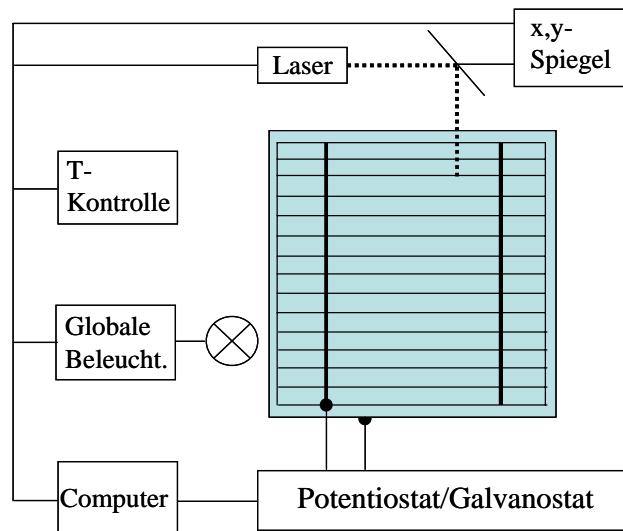


Abbildung 3.12:

Schematische Darstellung des CELLO Messaufbaus nach [150]. Der Laserstrahl wird mit Hilfe eines Spiegels über die Probe gelenkt und ebenso wie die globale Beleuchtung, die Temperatur und die Strom/Spannungsquelle vom Messprogramm gesteuert. Im Unterschied zu der Darstellung in [150] ist im aktuellen Messaufbau wie hier gezeigt kein Lock-In-Verstärker mit Frequenzgenerator mehr integriert. Ihre Aufgaben werden ebenfalls von der Software und den Messkarten übernommen.

Von besonderem Interesse sind in dieser Arbeit die Lebensdauer und Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit und hierbei insbesondere ihre Beeinflussung durch verschiedene Prozessschritte. Wie im Unterkapitel zur Lebensdauerermessung erwähnt, ist es in der Regel nicht oder nur schwer möglich, diese Parameter aufgrund der vorhandenen Metallisierung und des unsymmetrischen Probenaufbaus direkt an prozessierten Zellen

zu bestimmen. Die zurzeit einzige Methode, ist das sogenannte CELLOplus, das den oben beschriebenen Messaufbau mit einem FFT²⁸-Photoimpedanzansatz kombiniert.

Eine ausführliche Beschreibung der (elektrochemischen) Impedanzspektroskopie findet sich in [151], an dieser Stelle soll nur kurz auf die Besonderheiten der Photoimpedanzspektroskopie eingegangen werden (siehe dazu [152]). Hierbei wird die Probe einem modulierten Lichtsignal (bei CELLOplus einem modulierten Laserstrahl) ausgesetzt und der resultierende Photostrom detektiert. Die folgenden Ausführungen gelten für den Fall, dass die Beleuchtung von der Vorderseite erfolgt, das heißt von der Seite, an der auch der Photostrom ausgekoppelt wird. Bei Betrieb des Probensystems in Sperrrichtung können daher (einen idealen Kontakt angenommen) alle Minoritätsladungsträger ausgekoppelt und aus dem erhaltenen Photostrom I_{PH} Rückschlüsse nach dem Zusammenhang aus Gleichung (2.12) auf alle wichtigen Zell- und Materialparameter gezogen werden.

Wird die Beleuchtung der Probe mit einer bestimmten Frequenz moduliert, ergibt sich eine Frequenzabhängigkeit der Photostromantwort aus Gleichung (3.15), in der die frequenzabhängige Diffusionslänge $\tilde{L}(\omega)$ ²⁹ eingeführt wird

$$\frac{1}{\tilde{L}} = \sqrt{\frac{1}{D\tau} + \frac{i\omega}{D}} = \frac{1}{\sqrt{D}} \sqrt{\frac{1}{\tau} + i\omega}. \quad (3.15)$$

Für kleine Frequenzen entspricht \tilde{L} der Diffusionslänge aus Gleichung (2.8). Liegt diese im Bereich der Zelldicke d_W , enthält die Photostromantwort im Niederfrequenzbereich Informationen über die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit (vergleiche dazu [153]). Mit steigender Modulationsfrequenz wird \tilde{L} immer kleiner und der Einfluss der Rückseitenrekombination auf den Photostrom sinkt.

Um die benötigte Messzeit zu reduzieren, wird der Probe allerdings nicht eine, sondern mehrere Frequenzen ω_i mit der Amplitude $A(\omega_i)$ gleichzeitig aufgeprägt. Mittels des FFT-Algorithmus wird aus dem Messsignal die Amplitude $A_{Strom}(\omega_i)$ und Phasenverschiebung φ der Stromantwort berechnet, die Photoimpedanz $Z(\omega_i)$ ist dann gegeben durch Gleichung (3.16)

$$Z(\omega_i) = \frac{A_{Strom}(\omega_i)}{A(\omega_i)} \exp(i\varphi(\omega_i)) = Z_0(\omega_i) \exp(i\varphi(\omega_i)). \quad (3.16)$$

Für eine detailliertere Beschreibung sei auf die Literatur [152, 154] verwiesen.

Die Impedanzantwort des Gesamtsystems (im folgenden Z_{ges}) ergibt sich schließlich als Produkt der Impedanz des Ladungsträgertransports in der Solarzelle Z_{SC} (SC für „solar

²⁸ Die Abkürzung FFT steht für das Verfahren der schnellen Fouriertransformation (fast fourier transformation).

²⁹ ω ergibt sich durch Umrechnung der Modulationsfrequenz f in die zugehörige Kreisfrequenz.

cell“), der Impedanz eines RC -Gliedes Z_{RC} und der Impedanz des Kontrollkreises Z_{CON} , der sich aus der Probe und dem Potentiostaten zusammensetzt

$$Z_{ges} = Z_{SC} Z_{RC} Z_{CON} . \quad (3.17)$$

Z_{SC} (Gleichung (3.18)) wird aus der Lösung der Differentialgleichung für modulierte Vorderseitenbeleuchtung im Kurzschlussstromfall erhalten und enthält alle weiter oben beschriebenen, den maximal auskoppelbaren Photostrom bestimmenden Parameter:

$$Z_{SC}(\tau, D, S_{back}, R_{ef}, \alpha, d_w, \omega) = qF(1 - R_{ef}) \frac{1}{1 - \left(\frac{\alpha}{\tilde{L}}\right)^2} \cdot \frac{\left(\frac{1}{\alpha \tilde{L}}\right) \left(1 - \frac{S_{back}}{D\alpha}\right) - \tanh\left(\frac{d_w}{\tilde{L}}\right) \left[\left(\frac{1}{\alpha \tilde{L}}\right)^2 - \left(\frac{S_{back}}{D\alpha}\right)\right]}{\left(\frac{1}{\alpha \tilde{L}}\right) - \tanh\left(\frac{d_w}{\tilde{L}}\right) \frac{S_{back}}{D\alpha}} \quad (3.18)$$

Im Ausdruck für Z_{RC} (Gleichung (3.19)) ist neben der Frequenz nur der Serienwiderstand R_s der Solarzelle vom beleuchteten Spot bis zur Referenzelektrode und die Kapazität C (der Raumladungszone) des beleuchteten Spots enthalten

$$Z_{RC} = \frac{1}{1 + i\omega R_s C} . \quad (3.19)$$

Die Impedanz des resonanten Kontrollkreises wird nach Gl. (3.20) von der Resonanzfrequenz ω_0 und der Dämpfungskonstanten K_F bestimmt

$$Z_{CON} = \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + iK_F \omega} . \quad (3.20)$$

Zu Ursache und Wirkung der Resonanz sei auf [152] und [153] verwiesen.

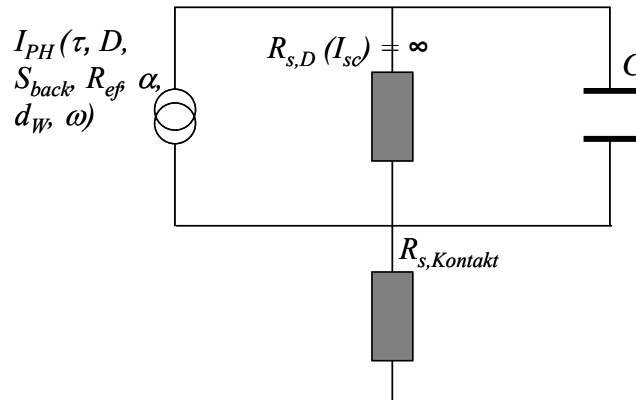


Abbildung 3.13: Ersatzschaltbild der Photoimpedanz eines Solarzellpixels im Kurzschlussstromfall nach [154].

Die Auswertung von Z_{ges} ermöglicht schließlich einen orts aufgelösten Zugriff auf acht entscheidende Solarzellparameter: Oberflächenreflexion, Minoritätsladungsträgerlebensdauer und -diffusionslänge, Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit, Serienwiderstand und Kapazität der Raumladungszone. Der Zusammenhang ist noch einmal als „Ersatzschaltbild“ in Abbildung 3.13 gezeigt und gilt nur für den mit Frequenzmodulation beleuchteten Pixel der Solarzelle.

Um noch mehr Informationen über die Solarzelle zu erhalten, ist es möglich, drei verschiedene Laserwellenlängen, 650, 830 und 940 nm, für die CELLO-Messung einzusetzen. Aufgrund der unterschiedlichen Eindringtiefe werden liefern Messungen bei diesen Wellenlängen Informationen aus unterschiedlichen Bereichen der Solarzelle. Ein Vergleich von entsprechenden „maps“ gestattet eine Zuordnung eines bestimmten Effekts zum Volumen beziehungsweise der Rückseite der Solarzelle.

4 Entwicklung und Untersuchung von Passivierungsschichten

4.1 Herstellung von SiO_y und a- $\text{SiN}_x\text{:H}$

4.1.1 SiO_y – Schichtentwicklung und Eigenschaften

Aufgrund der positiven Bewertung des $\text{SiO}_y/\text{a-SiN}_x\text{:H}$ Schichtsystems – im Folgenden kurz SiO-SiN genannt – für die Rückseitenpassivierung von Solarzellen in der aktuellen Forschung (siehe Kapitel 2), wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit mittels PECVD abgeschiedenen SiO_y und a- $\text{SiN}_x\text{:H}$ Passivierungsschichten untersucht und weiterentwickelt. Da für das vorhandene PECVD-System kein Prozess zur Abscheidung von SiO_y existierte, bestand der erste Schritt in der Entwicklung einer geeigneten SiO_y -Schicht.

Zur Herstellung von SiO_y mittels PECVD werden üblicherweise die Gase Silan (SiH_4) und Distickstoffmonoxid (N_2O) verwendet. Diese Prozessgase wurden daher auch für die Prozessentwicklung ausgewählt. In einem vorangegangenen Experiment war am LSC Gelsenkirchen bereits stichprobenartig ein weiter Parameterraum zunächst bezüglich Prozessdruck (300 bis 1000 mTorr) und Gesamtgasfluss (178 sccm bis 2120 sccm) bei einer konstanter Anregungsleistung von 500 Watt und einem Mischungsverhältnis R von N_2O zu SiH_4 von etwa 17 untersucht worden. Bei diesen Versuchen waren starke Inhomogenitäten auf den einzelnen Proben aufgetreten [155].

In einem ersten Schritt wurden daher Abscheidungen bei Drücken zwischen 200 und 450 mTorr, Leistungen von 400 und 500 Watt und Mischungsverhältnissen von $R = 17$, 50 und 67 durchgeführt. Auch hierbei zeigten sich Inhomogenitäten der SiO_y -Schichten, sowohl in der Schichtdicke als auch im Brechungsindex und damit auch in der Schichtzusammensetzung. Dieser Effekt resultierte bei allen getesteten Parameterkombinationen, wenn auch unterschiedlich stark ausgeprägt, in einem charakteristischen punktierten Muster. Die Bereiche höherer Schichtdicke ließen sich den Einlässen der Gasdusche des PECVD-Systems zuordnen (siehe dazu Kapitel 3), die Zusammensetzung des Plasmas war folglich direkt unter den Einlässen der Gase in den Prozessraum eine andere als in den Bereichen zwischen den Gasdüsen.

Um dieses Problem durch Prozessoptimierung zu lösen, wurde das im Folgenden zusammengefasste Modell der SiO_y -Abscheidung zum Verständnis der Plasmareaktionen herangezogen.

Aus der Literatur [156-158] ist bekannt, dass zur Spaltung der Bindungen im Silan eine wesentlich geringere Leistung benötigt wird als für die Spaltung der üblichen Reaktionspartner wie etwa Ammoniak oder N_2O . Außerdem sind die Zwischenprodukte der

Plasmareaktionen von SiH_4 und N_2O sehr reaktiv. Nach Smith und Alimonda [157] können daher in Abhängigkeit des Flussverhältnisses, der Leistung und des Drucks unterschiedliche Reaktionspfade dominieren, die nicht unbedingt zur Abscheidung des gewünschten SiO_y auf der Waferoberfläche führen. Ein stark vereinfachtes Schema ist in Abbildung 4.1 gezeigt: Als erster Schritt erfolgt die Anregung der Gasmoleküle (1) durch Stöße mit Elektronen. Die entstehenden Radikalspezies können anschließend unterschiedliche Reaktionen eingehen, deren Wahrscheinlichkeit von den Prozessbedingungen abhängt. Ist die Anregungsleistung zu gering, werden zwar viele Silylradikale SiH_n aber nicht ausreichend Sauerstoffradikale O gebildet. Das molekulare N_2O dient in diesem Fall nicht als Reaktions- sondern lediglich als inerter Stoßpartner. Den Pfaden (7a) und (7b) folgend, reagieren die Silylradikale miteinander und bilden Moleküle, die aus dem Prozessraum gepumpt werden, oder amorphe Siliziumpartikeln, die sich an den Kammerwänden etc. niederschlagen. Im Prozessregime (7) gebildete Oxidschichten sind siliziumreich, mit einem im Vergleich zu stöchiometrischem SiO_2 (Brechungsindex $n = 1.46$) erhöhten Brechungsindex, die Abscheideraten sind erniedrigt.

Bei einer hohen Anregungsleistung und/oder einem hohen Partialdruck der Reaktanden, folgt auf die Bildung von Silanolen $\text{SiH}_n(\text{OH})_p$ in der Gasphase über die Reaktionen (2a) und (2b) verstärkt die Anregung dieses Zwischenprodukts, was über Reaktion (3) zur Bildung von SiO_2 -Partikeln führt. Auch im Prozessregime 3 findet man wegen des Verlusts von SiO_y -Vorläuferspezies eine niedrige Abscheiderate.

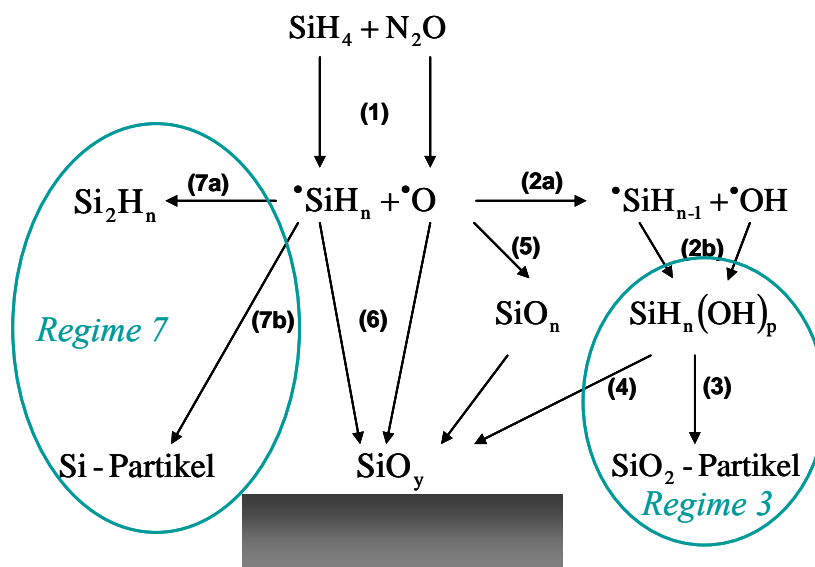


Abbildung 4.1: Modell der SiO_y -Bildung in einer Plasmaabscheidung aus SiH_4 und N_2O nach [157].

Das gewünschte Produkt „ SiO_y auf Substrat“ kann über die Reaktionen (4), (5) und (6) gebildet werden, durch die Substrattemperatur von einigen hundert Grad Celsius werden molekularer Wasserstoff und Wasser aus der aufwachsenden Schicht ausgetrieben.

Die bis zu diesem Zeitpunkt erhaltenen SiO_y -Schichten wurden aufgrund der hohen verwendeten Leistungen dem Prozessregime 3 zugeordnet. In Abbildung 4.2 sind Ellipso-

metrietopogramme der Schichtdicke und des Brechungsindex' gezeigt³⁰. Deutlich zu erkennen ist die erhöhte Schichtdicke in Bereichen eines niedrigen Brechungsindex', vermutlich zurückzuführen auf die höhere Abscheiderate der annähernd stöchiometrischen Reaktionen direkt unter den Gasdüsen im Vergleich mit der erniedrigten Rate durch die Nebenreaktion (3). Ausgehend von diesen Überlegungen wurde in weiteren Versuchen zunächst getestet, ob die Zugabe von Argon die Reaktionsgase ausreichend verdünnen (und damit ihren Partialdruck erniedrigen) würde, um das Prozessregime zu verlassen.

Schließlich wurde anhand der bisher gewonnenen Erfahrungen und basierend auf den zu diesem Zeitpunkt besten Abscheidungen (vergleiche dazu Abbildung 4.2) ein statistischer Versuchsplan [159] erstellt, der auch Versuche bei deutlich reduzierter Leistung vorsah.

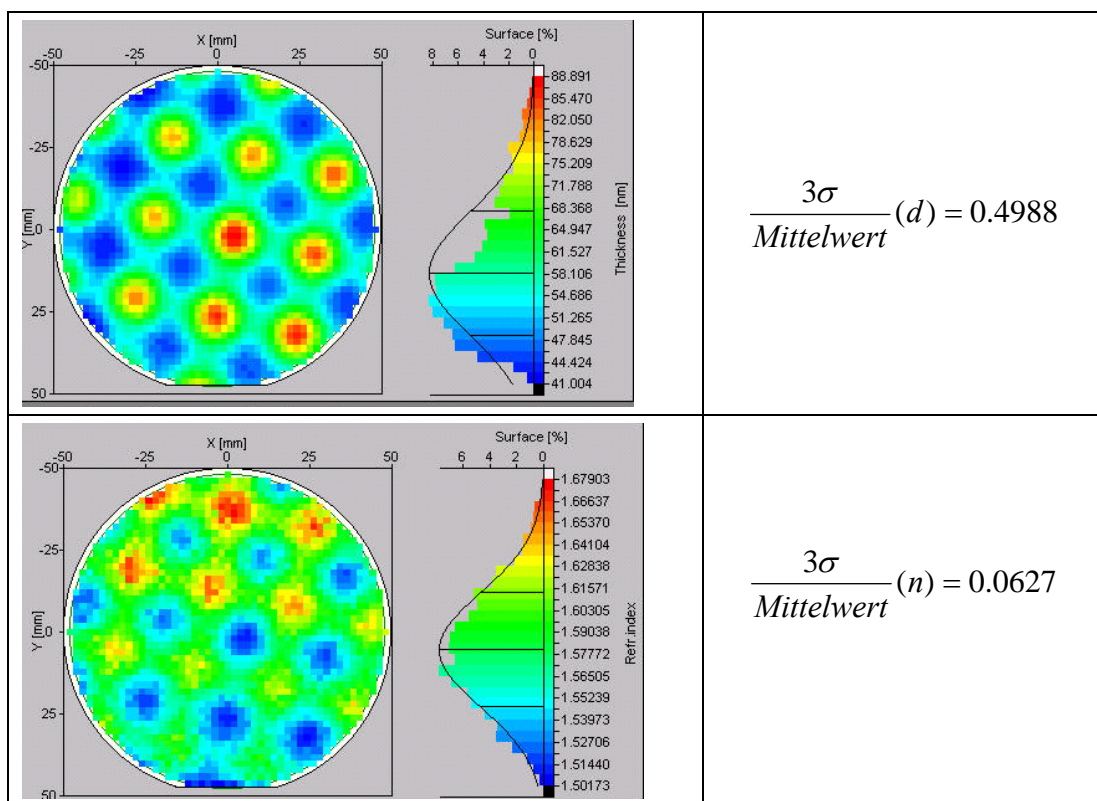


Abbildung 4.2: Ellipsometrietopogramme der Schichtdicke (oben) und des Brechungsindex (unten) der homogensten Abscheidung der Vorversuche. Abscheiderate etwa 24 nm pro Minute bei einer Leistung von 500 Watt, einem Prozessdruck von 350 mTorr und einer Zugabe von Argon etwa im Verhältnis 1 (N₂O + SiH₄) : 2 (Ar).

Im Rahmen eines 2⁵⁻² Versuchsplans wurden der Prozessdruck (350 und 600 mTorr), die Leistung (500 und 250 Watt), das Mischungsverhältnis *R* (17 und 32), der Gesamtfluss N₂O plus SiH₄ (200 und 400 sccm) und die Zugabe von Argon (0 und 500 sccm)

³⁰ Alle Ellipsometrietopogramme wurden mit einem Sentech Single Wavelength Ellipsometer SE500, bei einem Winkel von 70 ° und einer Wellenlänge von 632.8 nm aufgenommen.

variiert. Den Einfluss der einzelnen Faktoren auf die Zielparameter „Schichtdickenhomogenität“ und „Brechungsindexhomogenität“, definiert in Gleichung (4.1) als Quotient aus der dreifachen Standardabweichung σ und dem Mittelwert,

$$\frac{3\sigma}{\text{Mittelwert}}(i), \text{ mit } i = d, n \quad (4.1)$$

ist in Abbildung 4.3 gezeigt³¹. Die Erstellung und Auswertung des Versuchsplans erfolgte mit den kommerziellen Programmen Statistica® und JMP®.

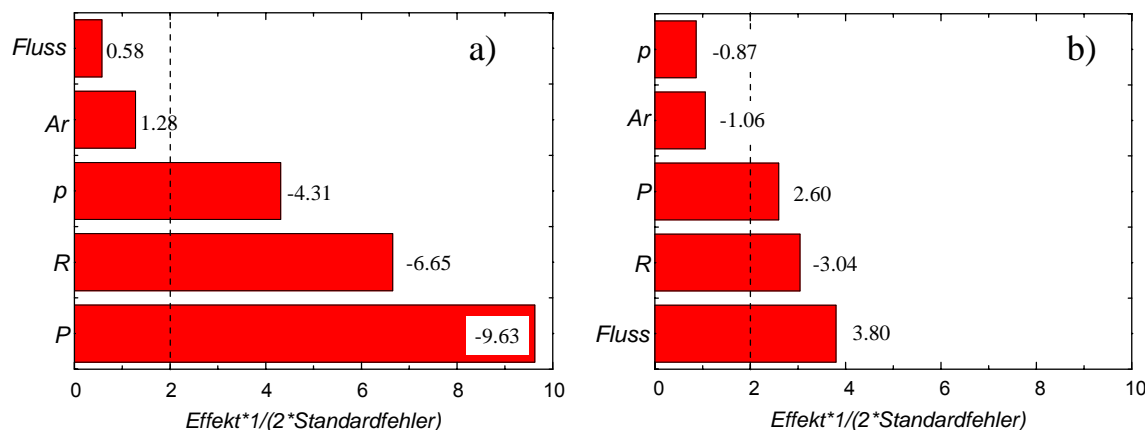


Abbildung 4.3: Einfluss der variierten Faktoren auf die Homogenität der Schichtdicke a) und des Brechungsindex b). Als signifikant sind für die Schichtdicke der Druck p , das Mischungsverhältnis R und die Leistung P anzusehen. Für die Homogenität des Brechungsindex ist dagegen neben P und R der Gesamtfluss der Faktor mit dem größten Einfluss.

In Abbildung 4.3 ist neben der Größe auch das Vorzeichen des jeweiligen Effekts angegeben. In diese Richtung müssten die Versuchsparameter geändert werden, um den Wert des Zielparameters zu erhöhen. Für die erwünschte Reduzierung des Homogenitätsparameters der Schichtdicke (gleichbedeutend mit einer Verbesserung der Homogenität), muss daher zum Beispiel die Leistung P verringert werden (negatives Vorzeichen), während für einen möglichst homogenen Brechungsindex der Gesamtfluss erhöht werden sollte (positives Vorzeichen). Für den Fall unterschiedlicher Vorzeichen der Effekte für den Brechungsindex und die Schichtdicke wie bei der Leistung, hatte die Homogenität der Schichtdicke Vorrang, da Schwankungen in diesem Parameter die Kontaktierung durch die Passivierungsschicht auf der Zellrückseite erschweren können.

³¹ Aufgetragen sind hier die für die einzelnen Faktoren berechneten Effekte geteilt durch den jeweiligen Standardfehler. Aus dem Fit der Versuchsdaten an ein lineares Modell erhält man für jeden Faktor einen Effekt, der angibt, wie stark der Faktor den Zielparameter beeinflusst. Wird dieser Effekt durch seinen doppelten Standardfehler dividiert, erhält man die sogenannte „t-ratio“. Sie ist ein Maß für die statistische Signifikanz eines jeden Faktors. Für Absolutwerte größer 2 (gestrichelte Linie) wird im Allgemeinen der Faktor als signifikant und damit wichtig für den Zielparameter angesehen.

Neben den Homogenitätsparametern floss in die Bewertung einer Abscheidung der Brechungsindex als solcher (n durfte nicht kleiner als 1.46 sein) sowie die Abscheiderate ein. Letztere sollte möglichst nicht unter der Rate des SiN_x:H von etwa 40 nm / min liegen, um eine schnelle Probenprozessierung zu ermöglichen.

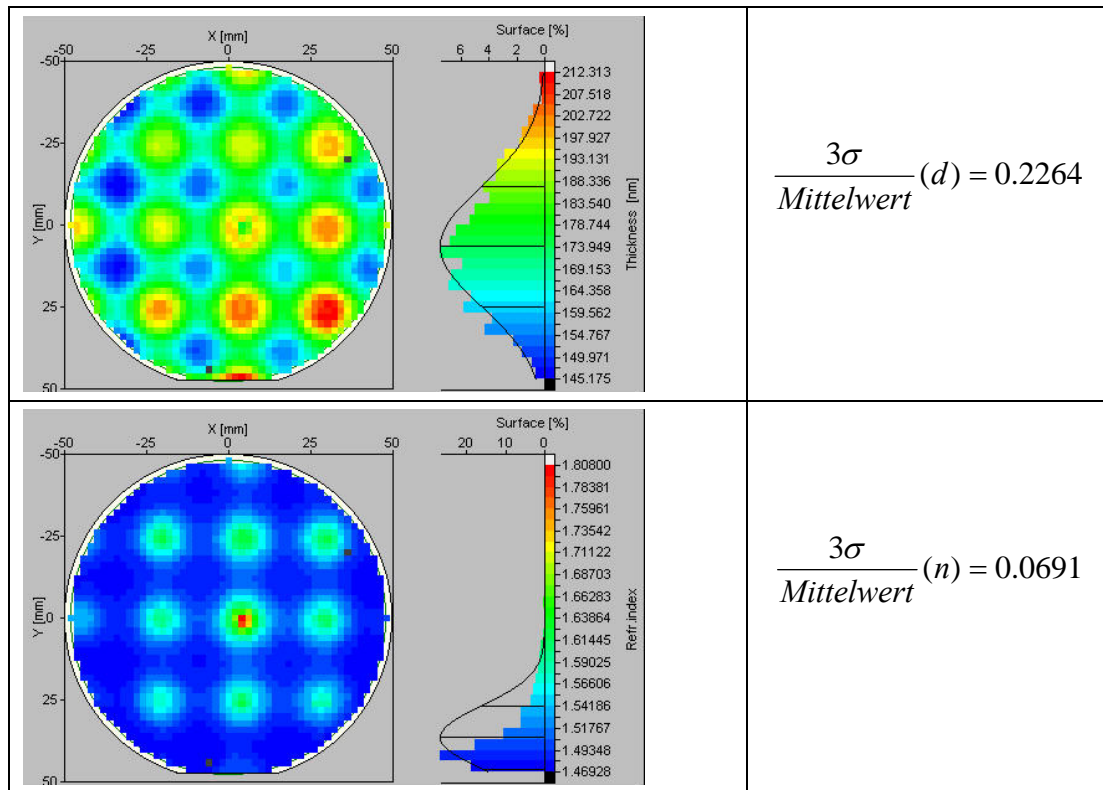


Abbildung 4.4: Ellipsometrietopogramme der Schichtdicke und des Brechungsindex der homogensten Abscheidung des statistischen Versuchsplans. Abscheiderate etwa 50 nm pro Minute bei einer Leistung von 250 Watt, einem Prozessdruck von 350 mTorr und einer Zugabe von Argon etwa im Verhältnis 4 (N₂O + SiH₄) : 5 (Ar).

Ausgehend von den Ergebnissen des statistischen Versuchsplans konnte schließlich auf der Basis der besten Abscheidung, gezeigt in Abbildung 4.4, eine zweistufige Optimierung durchgeführt werden. Aufgrund des relativ geringen Einflusses der Argonzugabe auf die Schichtdickenhomogenität wurden die nachfolgenden Abscheidungen ohne Argon durchgeführt, um die Homogenität des Brechungsindex' noch etwas zu verbessern. Im Unterschied zur Ellipsometriemessung aus Abbildung 4.2 erkennt man in Abbildung 4.5, dass die Bereiche erhöhter Schichtdicke mit denen eines erhöhten Brechungsindex' korrespondieren. Dies ist ein Beleg für eine Veränderung in der bestimmenden Nebenreaktion, die bei den hier gewählten Prozessparametern vermutlich zu einer verstärkten Reaktion von Silylradikalen miteinander direkt unter den Gaseinlässen führen. Die Parameter dieses SiO_y-Prozesses sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Prozess für eine homogene SiO_y -Abscheidung.

Druck mTorr	Leistung / Watt	Gesamtfluss sccm	Verhältnis $\text{SiH}_4 : \text{N}_2\text{O}$	Temperatur / °C	
246	250	427	1 : 11.2	350	kein Argon

Die Ergebnisse der bis zu diesem Zeitpunkt durchgeführten Versuche und die Auswertung des statistischen Versuchsplans zeigten, dass für eine homogene SiO_y -Abscheidung geringe Leistungen bei kleinem Druck und hohem Gesamtfluss eingesetzt werden müssen.

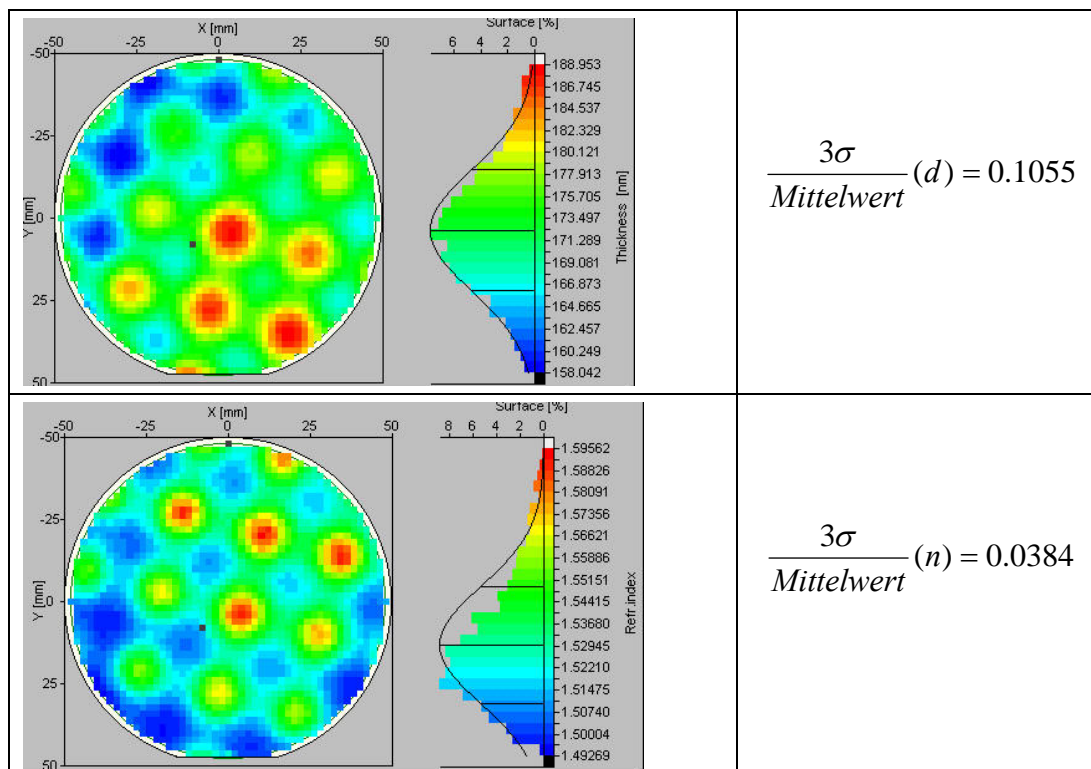


Abbildung 4.5: Homogenität der Oxiddicke und des Brechungsindex nach zweistufiger Optimierung ausgehend von den Ergebnissen des statistischen Versuchsplans. Abscheiderate etwa 86 nm pro Minute erzielt mit den in Tabelle 4.1. zusammengefassten Parametern.

Da eine weitere Reduzierung der Leistung und des Prozessdrucks unter den gegebenen Voraussetzungen nicht möglich war, wurde zur weitergehenden Homogenisierung des Reaktandenstroms eine neue Gasdusche mit verdoppelter Anzahl Einlässen und verbreiterter Düsengeometrie eingesetzt. In ersten Abscheidungen zeigte sich, dass das „Punktproblem“ damit behoben war. Mit dem in Tabelle 4.1 zusammengefassten SiO_y -Prozess traten allerdings große Unterschiede in der Schichtdicke im Vergleich der zentral platzierten Probe mit der benachbarten Probe auf, Proben in der Mitte der Platte besaßen eine größere Schichtdicke. Um die Homogenität über die gesamte Abscheideplatte zu verbessern, wurde ausgehend von den Erfahrungen der ersten SiO_y -Entwicklung

stufenweise der Gesamtfluss erhöht sowie die Leistung verringert. Mit der neuen Gasdusche waren dabei deutlich niedrigere Zündleistungen möglich. In Tabelle 4.2 sind beispielhaft einige Versuche zur zweiten SiO_y-Optimierung gezeigt. Die Beschichtung mit der Nummer 2374 entspricht dabei dem alten SiO_y-Rezept, 2388 dem neuen, besten Prozess. Die prozentuale Abweichung der Schichtdicke d und des Brechungsindex n ist jeweils aus einer Probe in der Mitte der Abscheideplatte und einer Probe am Rand berechnet. Zum Vergleich sind darüber hinaus die entsprechenden Abweichungen von a-SiN_x:H-Proben – ebenfalls mit dieser Gasdusche erzeugt – in der Tabelle enthalten. Diese sind in etwa so groß wie die des neuen SiO_y-Prozesses.

Tabelle 4.2: Übersicht über die SiO_y-Entwicklung mit der neuen Gasdusche, die Abweichung in d und n ist ein Maß für den Unterschied zwischen zwei bei der Beschichtung benachbarten Proben.

	Druck / mTorr	Leistung / Watt	SiH ₄ : N ₂ O	Gesamtfluss / sccm	Abweichung in d / %	Abweichung in n / %
2374	246	250	1:11.2	427	20.8	1.0
2378	600	250	1:10.9	633	21.7	1.2
2383	225	150	1:11.1	1068	9.7	1.2
2388	250	150	1:11.2	1281	2.8	1.4
SiN _x	500	500		480	2.7	1.2

Eine weitergehende Druckreduktion sowie Leistungen unter 150 Watt waren mit dem PECVD-System nicht möglich.

In Abbildung 4.6 ist das Ergebnis der besten Abscheideparameter für den neuen Gaseinlass gezeigt. Im Vergleich mit Abbildung 4.5 erkennt man deutlich die wesentlich schmalere Verteilung der Messdaten für Schichtdicke und Brechungsindex. Dieses gute Ergebnis der neuen Optimierungsversuche spiegelt sich in den als Bewertungskriterium gewählten Homogenitätsparametern wider.

Der an die neue Gasdusche angepasste SiO_y-Prozess ist noch einmal in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der Prozessparameter für SiO_y mit neuer Gasdusche.

Druck / mTorr	Leistung / Watt	Gesamtfluss / sccm	Verhältnis SiH ₄ : N ₂ O	Temperatur / °C
250	150	1281	1:11.2	350

Im Verlauf der weiter unten geschilderten Passivierungsexperimente zeigte sich eine positive Tendenz der erhaltenen effektiven Lebensdauer hin zu einer niedrigeren SiO_y-

Abscheidetemperatur. Der aktuelle SiO_y -Prozess findet daher bei einer Temperatur von nur noch 300°C statt.

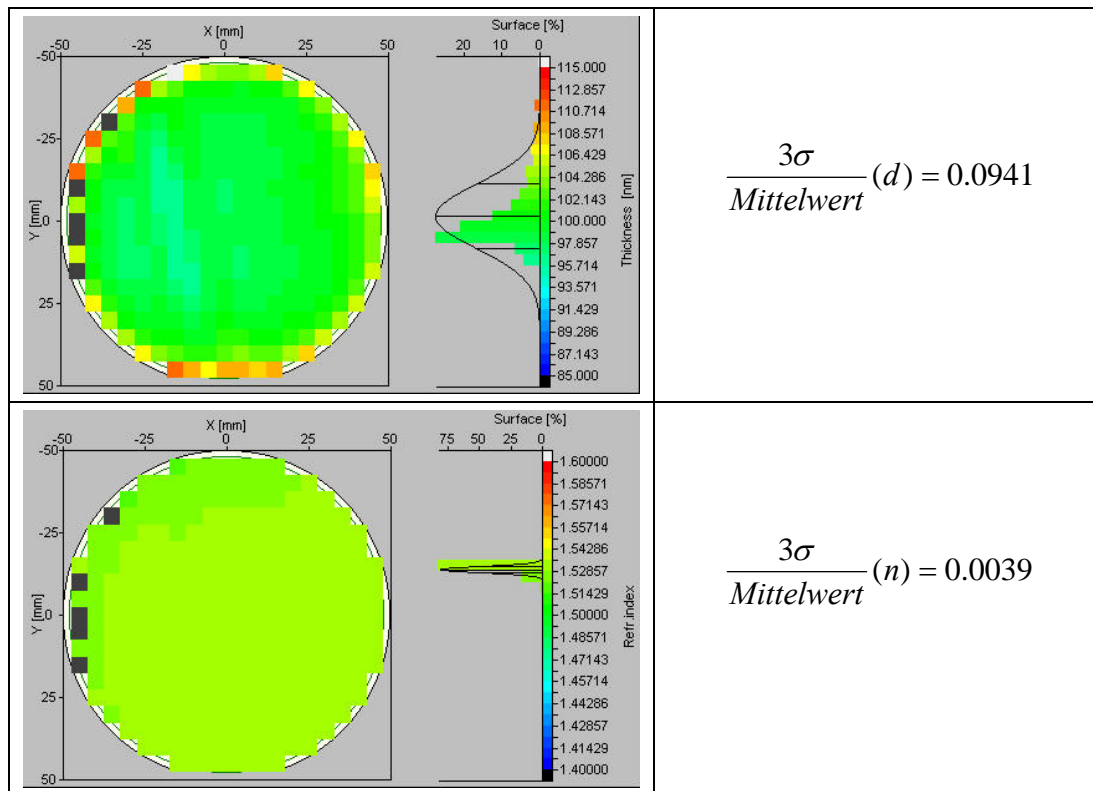


Abbildung 4.6: Beste erreichte Homogenität der Oxiddicke und des Brechungsindex mit dem neuen Gaseinlass. Hinweis: Um die Messzeit zu verringern, wurde für die zu diesem Experiment gehörenden Ellipsometriemaps die Auflösung reduziert. Dies hat aber kaum Einfluss auf die Homogenitätsparameter, sie werden durch ein größeres Messraster eher noch verschlechtert.

4.1.2 a-SiN_x:H

Im Gegensatz zum SiO_y existierte am verwendeten PECVD-System bereits ein Prozess für amorphes, wasserstoffreiches Siliziumnitrid, das standardmäßig als Antireflexschicht für kristalline Siliziumsolarzellen verwendet wurde (siehe Kapitel 2). Von diesem a-SiN_x:H war bereits bekannt, dass es über gute Volumenpassivierungseigenschaften verfügte [113, 160]. Rinio et al. zeigten darüber hinaus in [161] auch die Eignung dieses a-SiN_x:H für die Oberflächenpassivierung. Der Prozess mit den in Tabelle 4.4 zusammengefassten Parametern wurde daher direkt für Lebensdauerexperimente eingesetzt.

Tabelle 4.4: Parameter des für diese Arbeit durchgängig eingesetzten a-SiN_x:H Prozesses.

Druck / mTorr	Leistung / Watt	Verhältnis $\text{SiH}_4 : \text{NH}_3 : \text{H}_2$	Gesamtfluss / sccm	Temperatur / $^\circ\text{C}$
500	500	1:5:6	480	425

Um sicherzustellen, dass sich durch den Einbau der neuen Gasdusche die Eigenschaften des a-SiN_x:H nicht wesentlich verändert hatten, wurden zwei Gruppen Solarzellen hergestellt, von denen eine die Antireflexbeschichtung mit der alten und die andere mit der neuen Gasdusche erhielt.

Tabelle 4.5: Vergleich der Mittelwerte und Standardabweichungen der wichtigsten Zellparameter von zwei Gruppen Solarzellen, eine mit SiN_x-Antireflexbeschichtung mit der alten Gasdusche, eine mit der neuen.

Gruppe	$J_{SC} / \text{mA cm}^{-2}$	V_{OC} / mV	$FF / \%$	$Eff. / \%$
Alt	31.5 ± 0.3	604.5 ± 1.9	77.5 ± 0.8	14.8 ± 0.2
Neu	31.6 ± 0.1	607.0 ± 1.1	78.4 ± 0.4	15.1 ± 0.1

Neben der Bestimmung der Zellparameter wurden darüber hinaus LBIC-Messungen an benachbarten Solarzellen aus beiden Gruppen durchgeführt. Abbildung 4.7 zeigt hochaufgelöst den gleichen Bereich auf zwei Solarzellen. Im Vergleich mit dem a-SiN_x:H der alten Gasdusche in Abbildung 4.7 b) ist keine Verschlechterung der Volumenpassivierung in Abbildung 4.7 a) zu erkennen. Im Gegenteil, die Korngrenzen erscheinen sogar etwas besser passiviert.

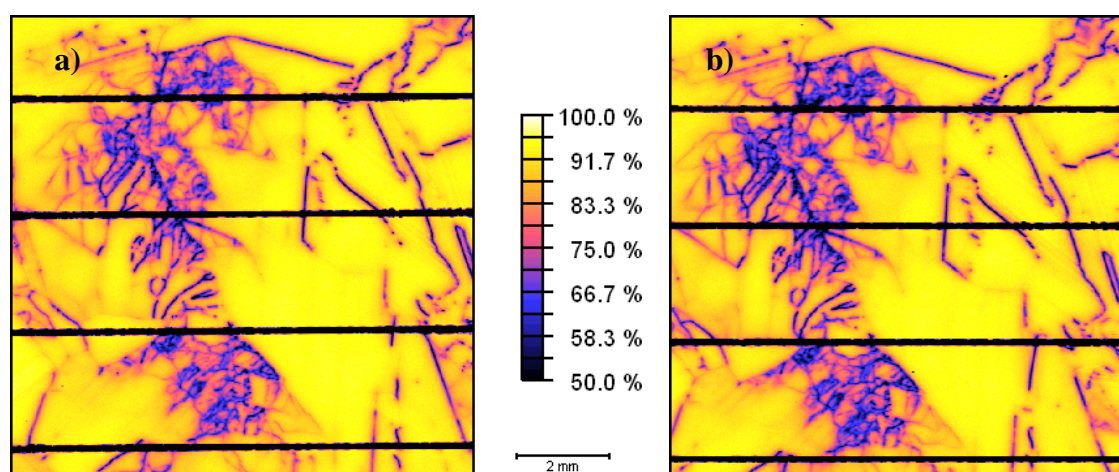


Abbildung 4.7: Vergleich hochaufgelöster LBIC-Topogramme an gleichem Korn auf zwei Solarzellen mit SiN_x-Antireflexschicht abgeschieden mit unterschiedlichen Gasduschen. a) Neue Gasdusche: IQE-Mittelwert 83.3 %, b) alte Gasdusche: IQE-Mittelwert 82.6 %. Die Topogramme sind gleich skaliert.

Ein Vergleich der Zelldaten beider Gruppen, gezeigt in Tabelle 4.5, ergab ebenfalls kaum signifikante Unterschiede.

4.1.3 SiO-SiN-Schichtsystem

Schließlich wurde die Kombination aus dem neuentwickelten SiO_y und dem vorhandenen a-SiN_x:H auf der Basis von Lebensdauerproben untersucht. Abbildung 4.8 a) zeigt im direkten Vergleich eine beidseitig mit SiO_y beschichtete Probe, deren Lebensdauer

nur wenige Mikrosekunden beträgt. In Abbildung 4.8 b) ist ein identisches SiO_y mit $\text{SiN}_x\text{:H}$ beschichtet worden, damit einher geht eine Verbesserung der Lebensdauer auf über $100\ \mu\text{s}$. Eine genauere Untersuchung der Stackedeigenschaften findet sich weiter unten, an dieser Stelle soll zunächst einmal die drastische Reduzierung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit durch das Aufbringen des Standardnitrids auf das allein nicht passivierende SiO_y hervorgehoben werden.

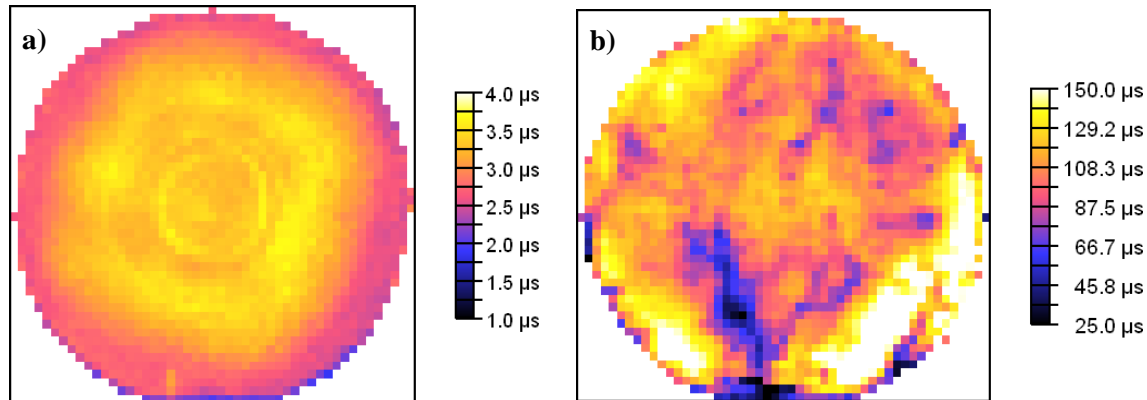


Abbildung 4.8: Lebensdauermaps von a) nur PECVD SiO_y mit 80 nm Schichtdicke und b) SiO_y und $\text{SiN}_x\text{:H}$ mit je 80 nm Schichtdicke. Man beachte die unterschiedliche Skalierung.

4.2 Optische Charakterisierung

Eine Aussage über die in der PECVD-Schicht vorliegenden Bindungen lässt sich anhand von FTIR-Absorptionsspektroskopie [161, 162] treffen. Hierfür wurden die oben beschriebenen Passivierungsschichten auf aus Floatzone-Wafern gelaserten und nass-chemisch gereinigten Substrate abgeschieden und am ISE Freiburg vermessen³². Die Absorption des Siliziumsubstrats wurde von den Spektren abgezogen, darüber hinaus wurden eine Rausch- und eine Basislinienkorrektur durchgeführt. Eine Übersicht der zur Zuordnung der Absorptionsbanden verwendeten Literaturwerte findet sich in Tabelle 4.6, in der ebenfalls die Art der angeregten Schwingung aufgeführt ist. Neben stöchiometrischem SiO_2 sowie PECVD SiO_y und a- $\text{SiN}_x\text{:H}$ sind auch Schwingungen in Siliziumoxynitrid aufgeführt, das mittels PECVD und den gleichen Reaktionsgasen wie SiO_y erzeugt wird.

Abbildung 4.9 zeigt beispielhaft die Zuordnung der Absorptionsbanden des PECVD- $\text{SiN}_x\text{:H}$ und des PECVD- SiO_y . In beiden Spektren finden sich bei höheren Wellenzahlen Si-H- und N-H-Streck-Schwingungen. Die Anwesenheit von Stickstoff im SiO_y kann auf den Gebrauch von N_2O als Sauerstoffquelle im PECVD-Prozess zurückgeführt werden.

³² IFS-113v Fourier Spektrometer von Bruker

Tabelle 4.6: Zusammenfassung wichtiger IR-Absorptionsbanden der für die Arbeit relevanten Schichtsysteme.

<i>Schicht</i>	<i>Wellenzahl / cm⁻¹</i>	<i>Bindung</i>	<i>Art der Schwingung</i>	<i>Quelle</i>
Stöchiometr. SiO ₂	800	Si-O-Si	Biege-	[163]
SiN _x :H	835-885	Si-N	Streck-	[164]
SiO _y	960	Si-O-H		[165]
Stöchiometr. SiO ₂	1075	Si-O-Si	asym. Streck- ³³	[163]
Stöchiometr. SiO ₂	1150	Si-O-Si	asym. Streck- ³⁴	[163]
SiN _x :H	1175	N-H	Biege-	[164]
SiON	1180	N-H	Biege-	[166]
SiN _x :H	2100-2200	Si-H	Streck-	[164]
SiON	2140-2260	Si-H	Streck-	[167]
SiON	2200	Si-H	Streck-	[166]
SiO _y	2250	Si-H	Streck-	[164]
SiON	2300	Si-H	Streck-	[168]
SiN _x :H	3335	N-H	Streck-	[164]
SiON	3350	N-H	Streck-	[166]
SiN _x :H	3650	O-H	Streck-	[164]
	~ 1600	H-O-H		[169]

Als mit Abstand am stärksten absorbierende Banden finden sich in beiden Spektren die Streckschwingungen der Si-O-Si-Bindung bei 1057 cm⁻¹ beziehungsweise der Si-N-Bindung bei 835 cm⁻¹. Die Si-O-Si Streckschwingung ist im Vergleich mit stöchiometrischem SiO₂ etwas zu niedrigeren Wellenzahlen verschoben. Dies deutet nach Pai et al. [163] auf ein substöchiometrisches SiO_y hin (mit $y < 2$), nach Alayo et al. [170] kann eine derart verschobene Si-O-Si-Schwingung auch auf den erhöhten Stickstoffgehalt in der Schicht zurückzuführen sein. Im FTIR-Spektrum des SiO_y in Abbildung 4.9 b) nicht eingetragen sind die Schwingungen, die die Basis der Si-O-Si-Schwingung verbreitern. Hier wurden eine Absorptionsbande bei etwa 880 Wellenzahlen der Si-N-Streckschwingung und eine Bande bei etwa 960 cm⁻¹ einer Si-O-H-Schwingung zugeordnet. Die breite Schulter der Si-O-Streckschwingung bei höheren Wellenzahlen enthält vermutlich sowohl einen Si-O- als auch einen N-H-Biege-Anteil.

³³ in-phase Schwingung

³⁴ out-of-phase Schwingung

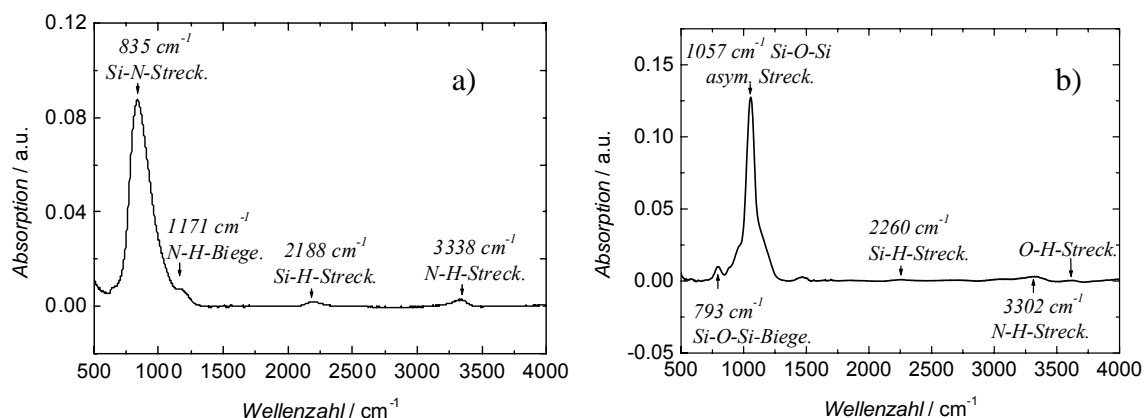


Abbildung 4.9: Absorptionsbanden und ihre Zuordnung für a) PECVD $\text{SiN}_x\text{:H}$ und für b) PECVD- SiO_y abgeschieden bei 350 °C.

Das FTIR-Spektrum eines direkt übereinander abgeschiedenen SiO-SiN -Schichtsystems ist in Abbildung 4.10 im Vergleich mit den Spektren von $\text{SiN}_x\text{:H}$ und SiO_y gezeigt. Das Absorptionsmaximum der Si-O-Si Streckschwingung ist im Vergleich zum SiO_y bei noch etwas niedrigeren Wellenzahlen zu finden, das Maximum der Si-N Streckschwingung ist dagegen leicht zu höheren Wellenzahlen hin verschoben.

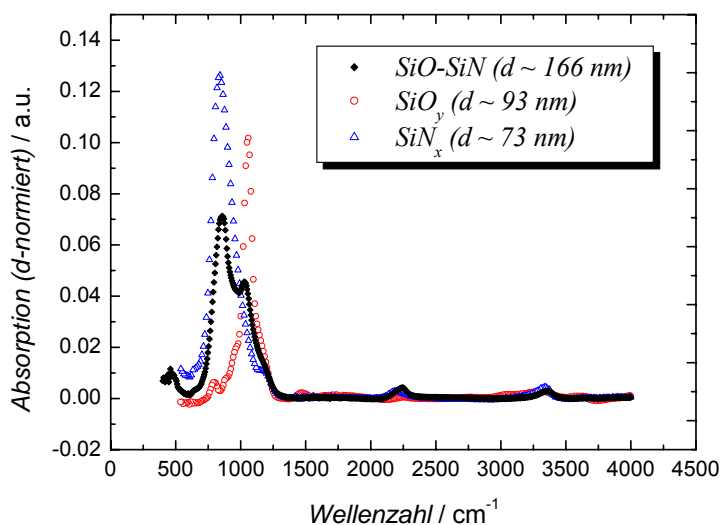


Abbildung 4.10: Vergleich der Absorptionsspektren von $\text{SiN}_x\text{:H}$, SiO_y und einem SiO-SiN -Schichtsystem, die Absorptionssignale wurden mit der Schichtdicke normiert.

Im FTIR-Spektrum des SiO-SiN -Stacks ist darüber hinaus kaum ein Unterschied nach einem Hochtemperaturschritt (siehe hierzu das folgende Unterkapitel über die Passivierungsexperimente) zu erkennen. Abbildung 4.11 zeigt die Spektren derselben Probe vor und nach einer solchen Temperaturbehandlung sowie die Differenz der beiden Spektren. Die Absorption der Hauptbande hat zugenommen, wohingegen die Anzahl der N-H-Bindungen durch den Hochtemperaturschritt reduziert wurde. Dies deutet auf die Abspaltung von Wasserstoff hin, der nach der Diffusion durch die Passivierungsschichten

teilweise der Absättigung von „dangling bonds“ an der Silizium-SiO_y- beziehungsweise Oxid-Nitrid-Grenzfläche zur Verfügung stehen könnte.

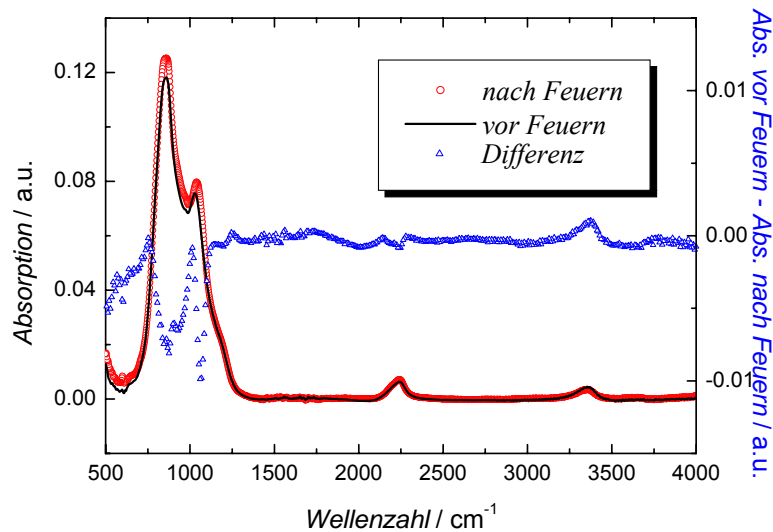


Abbildung 4.11: Vergleich der FTIR-Spektren eines SiO-SiN-Stacks vor und nach einem Feuerschritt, die Differenz der beiden Spektren ist ebenfalls dargestellt.

Der Einfluss eines Hochtemperaturschritts auf die Einzelschichten a-SiN_x:H und SiO_y wird in Abbildung 4.12 beziehungsweise Abbildung 4.13 vorgestellt. Der Vergleich des SiN_x zeigt außer einer leichten Zunahme der Absorption der Hauptbande bei 835 cm⁻¹, die vermutlich wie unten für SiO_y ausgeführt auf eine Verdichtung des Materials zurückzuführen ist, keine anderen merklichen Veränderungen.

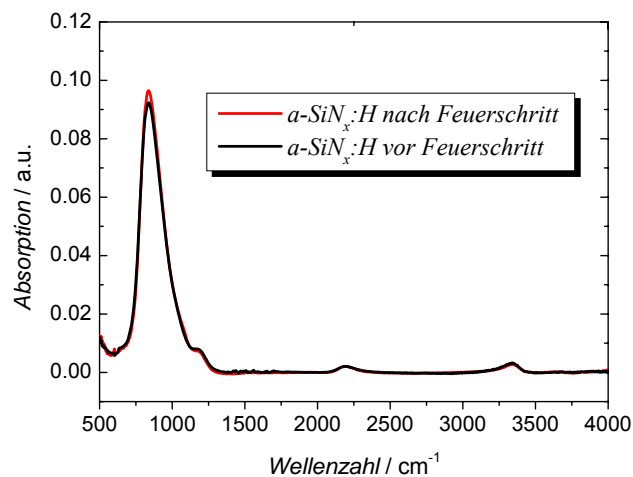


Abbildung 4.12: Vergleich der FTIR-Spektren derselben SiN_x-Probe vor und nach einem Hochtemperaturschritt.

Der Vergleich der SiO_y-FTIR-Spektren vor und nach einem Hochtemperaturschritt in Abbildung 4.13 zeigt zunächst den Wegfall der beiden Absorptionsbanden zwischen etwa 800 und 1000 cm⁻¹, die weiter oben der N-H-Biegeschwingung und einer Si-O-H-Schwingung zugeordnet wurden. Des Weiteren erscheint die Bande der N-H-Streckschwingung bei etwa 3300 cm⁻¹ abgeflacht und die Hauptabsorptionsbande bei etwa

1060 cm^{-1} zeigt eine leicht erhöhte Intensität. Diese Befunde deuten zum Einen auf den Verlust von Wasserstoff hin, zum Anderen ist die gestiegene Absorption wieder ein Hinweis auf die gestiegen Dichte der SiO_y -Schicht [170].

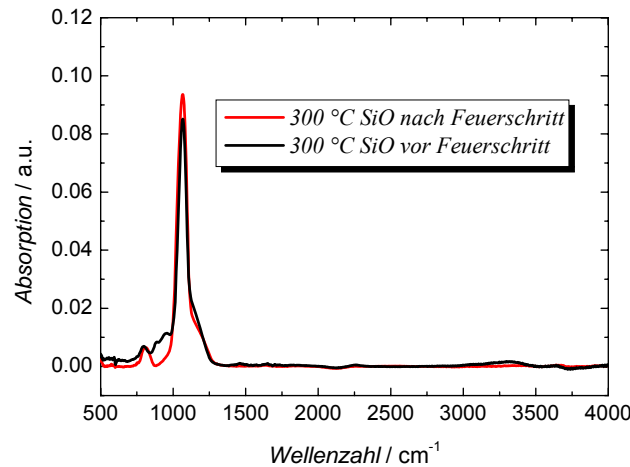


Abbildung 4.13: Vergleich der FTIR-Spektren benachbarter SiO_y -Proben, von denen eine einem Hochttemperaturschritt unterzogen wurde.

Der Unterschied der FTIR-Spektren von SiO_y vor und nach einem Hochttemperaturschritt findet sich auch in der Veränderung des Brechungsindex dieser Schicht wieder.

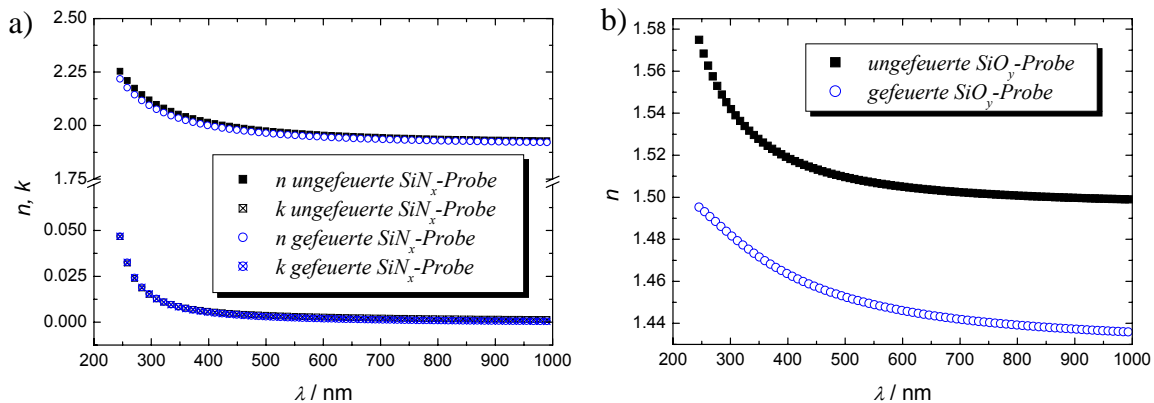


Abbildung 4.14: Aus einer Anpassung an Spektralellipsometrie-Daten erhaltene a) n - und k -Werte für SiN_x vor und nach einem Hochttemperaturschritt auf derselben Probe und b) n -Werte³⁵ für SiO_y vor und nach einem Hochttemperaturschritt auf benachbarten Proben.

Die in Abbildung 4.14 gezeigten n - und k -Werte für $\text{SiN}_x\text{:H}$ und SiO_y wurden aus einer Spektralellipsometriemessung³⁶ durch Anpassung eines entsprechenden

³⁵ Für das SiO_y erwies sich bei der Anpassung der Spektralellipsometriedaten ein Cauchy-Modell am geeignetsten, k ist daher konstant Null.

³⁶ Spektralellipsometer „J.M. Woollam Co. M-2000“ mit 3 Messwinkeln.

Schichtmodells³⁷ erhalten, eine ausführliche Darstellung der Messmethode findet sich zum Beispiel in [171]. Für den a-SiN_x:H-Anpassung ergaben sich MSE-Werte³⁸ von 2.329 vor Feuern und 3.577 nach Feuern, für die SiO_y-Anpassung von 2.165 und 2.806. An der Siliziumnitridprobe sind keine Änderungen zu erkennen, der Brechungsindex des SiO_y sinkt dagegen deutlich. Fitch et al. [172] schrieben diesen Effekt bei thermischen Siliziumoxiden der Veränderung der Dichte des Materials durch Relaxation des Si-O-Si-Winkels bei gleichzeitiger Erhöhung der Schichtdicke zu. Für SiO_y-Schichten hergestellt mittels Remote-PECVD fanden sie bei Feuertemperaturen unter 1000 °C eine Verringerung der Schichtdicke, die mit einer Verdichtung des anfänglich „poröseren“ SiO_y erklärt wurde.

4.3 Passivierung mit a-SiN_x:H und SiO-SiN

4.3.1 Herstellung von Lebensdauerproben

Als Ausgangsmaterial für alle Lebensdaueruntersuchungen diente p-dotiertes „floatzone“ Silizium mit einem spezifischen Widerstand von 1 Ohm cm, in den meisten Experimenten mit vom Hersteller chemisch glatt geätzter Oberfläche („*shiny etched*“) und einer Dicke von 250 µm. Alternativ wurden zur Untersuchung der Passivierung auf weniger perfekten Oberflächen „*as cut floatzone*“ Wafer der gleichen Dicke und Dotierung verwendet, die vor Reinigung und Passivierung einer Sägeschadenentfernung und/oder einem sauren Ätzschritt (siehe Kapitel 5) unterzogen wurden.

Nach der Reinigung der Proben entsprechend der in Kapitel 3 vorgestellten Standardreinigung – allerdings mit 75 °C heißer HNO₃ – beziehungsweise weiter unten aufgeführten Variationen, wurden die Proben beidseitig beschichtet. Nach der Beschichtung der ersten Seite mussten die Proben aus dem Vakuumsystem der PECVD ausgeschleust und dabei in der Vorkammer unter Stickstoffatmosphäre auf unter 200 °C abgekühlt werden. Anschließend wurden die Proben per Hand mittels einer Teflonpinzette umgedreht und so schnell wie möglich wieder in die Prozesskammer eingeschleust und im Hochvakuum³⁹ auf Prozesstemperatur aufgeheizt.

Für SiO-SiN-Lebensdauerproben erfolgte zunächst die beidseitige Beschichtung mit SiO_y, das bedeutet, die Proben wurden nach dem Abscheiden der ersten SiO_y-Schicht gedreht. Nach dem Beschichten der zweiten Seite wurde die Temperatur für die SiN_x-Abscheidung eingeregelt und die Prozesskammer während der Aufheizphase wieder mit der Turbomolekularpumpe abgepumpt. Nach der Beschichtung wurden die Proben ausgeschleust, wieder gedreht und die letzte Abscheidung durchgeführt. Mit Pump- und

³⁷ Zur Anpassung des a-SiN_x:H wurde ein Tauc-Lorentz-Modell verwendet. Sowohl für dieses Material als auch das SiO_y wurde darüber hinaus auch Oberflächenrauigkeit im Modell berücksichtigt.

³⁸ MSE ist der mittlere quadratische Fehler der Datenanpassung.

³⁹ Basisdrücke in Abhängigkeit von der Prozesstemperatur und dem jeweils aktuellen Zustand des PECVD-Systems zwischen etwa 6·10⁻⁶ und 1.3·10⁻⁵ mbar.

Aufheizzeiten ergab sich für eine Beschichtungskampagne mit SiO-SiN eine Dauer von etwa 3 Stunden. Für reine SiO_y- und a-SiN_x:H-Proben betrug die Prozesszeit etwa 2 Stunden.

Für die Auswertung der Passivierungsexperimente wurden Lebensdauertopogramme der Proben mittels der in Kapitel 3 vorgestellten μ -PCD-Anlage durchgeführt. Als Messwert für Vergleiche diente dabei der vom Messprogramm ausgegebene Median-Wert. Für Messungen mit dem QSSPC-Aufbau im quasistatischen Messmodus wurden die in Tabelle 4.7 aufgeführten, mit Hilfe des Programms Sunrays simulierten optischen Konstanten f_{abs} verwendet.

Tabelle 4.7: Optische Konstanten für die Lebensdauerermessung im QSS-Modus.

	70 nm SiO- 80 nm SiN, "shiny etched"	70 nm SiO- 80 nm SiN, matt	100 nm SiO- 80 nm SiN, "shiny etched"	100 nm SiO, "shiny etched"	80 nm SiN, "shiny etched"
f_{abs}	0.68	0.78	0.61	0.89	0.95

Ein wichtiges Element der Lebensdaueruntersuchungen bildeten Experimente, die die Stabilität der Passivierungsschichten nach einem dem Co-Feuern ähnlichen Hochtemperaturschritt zum Inhalt hatten. Dazu durchliefen die Proben den Sinterofen bei einer Spitztemperatur von 830°C in der heißesten Zone, aufgelegt auf thermisch oxidierte Czochralski-Wafer. Diese Unterlage war notwendig, um zu vermeiden, dass sich das Metallband des Ofens durch die thermischen Unterschiede zwischen Probenbereichen mit direktem Kontakt zum Metall und solchen ohne sowie durch die Diffusion von Verunreinigungen bei direktem Kontakt mit der Probe als charakteristisches Muster in die Wafer einprägte. In Abbildung 4.15 ist als Beispiel für den Einfluss des Metallbandes das Lebensdauertopogramm einer Probe gezeigt, die ohne Unterlage durch den Ofen gefahren wurde.

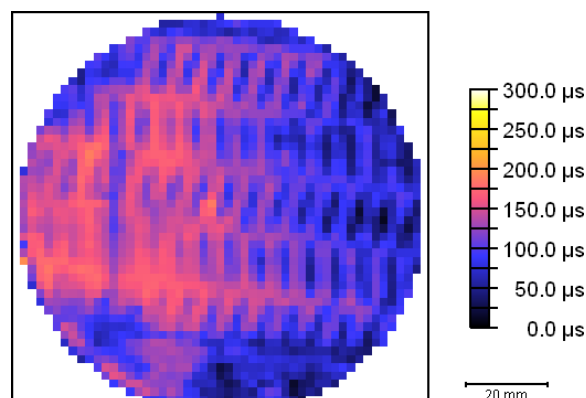


Abbildung 4.15:

Lebensdauertopogramm einer Probe, die während des Hochtemperaturschritts direkt auf dem Metallband des Sinterofens lag. Das Maschenmuster des Metallbandes ist deutlich zu erkennen.

Abbildung 4.16 verdeutlicht noch einmal den Zusammenhang zwischen gemessener effektiver Lebensdauer, der Probendicke und der resultierenden effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} nach Gleichung (2.28) aus Kapitel 2. Als Volumenlebensdauer wurde nach Hangleiter und Häcker [173] für das verwendete Material 2.3 ms angenommen⁴⁰. Die Waferdicken d_W entsprechen den Dicken der verwendeten „floatzone“ Proben („shiny etched“ 250 μm , nach Sägeschadenentfernung 220 μm) sowie der geringsten Waferdicke, aus der im Rahmen dieser Arbeit Solarzellen gefertigt wurden.

Wie in Kapitel 6.1 gezeigt wird, ist eine Reduzierung der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit auf Werte unter 250 cm/s ausreichend, um den Geometriefaktor G_f auch bei dünnen Solarzellen mit schlechter Volumenlebensdauer auf Werte deutlich kleiner 1 zu drücken.

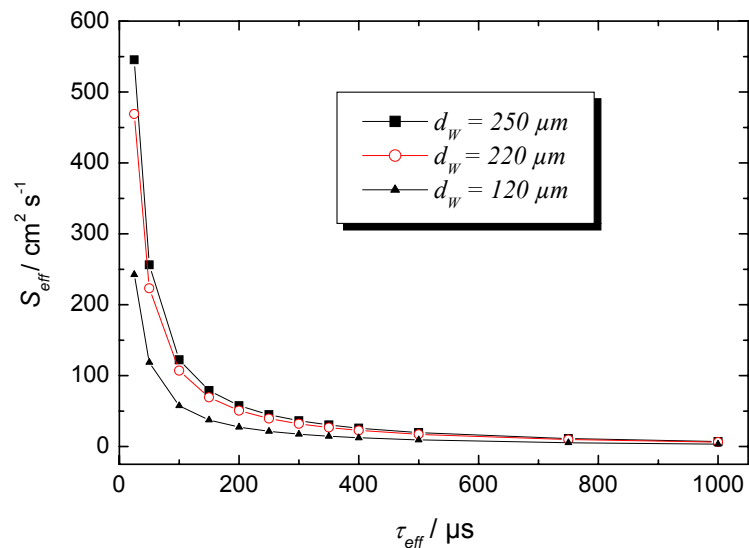


Abbildung 4.16: Effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} von symmetrischen Lebensdauerproben in Abhängigkeit der effektiven Lebensdauer τ_{eff} und der Probendicke d_W .

4.3.2 Bestwerte für beide Passivierungsmethoden

Für die beiden untersuchten Passivierungsschichten wurden Bestwerte auf „shiny etched“ Oberflächen nach dem Hochtemperaturschritt von etwa 500 μs (Medianwert des Lebensdauertopogramms und τ bei einem Injektionsniveau von etwa $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) für das SiO-SiN-Schichtsystem und etwa 300 μs für SiN erreicht. Für ein dem Betriebszustand entsprechenden Injektionsniveau von $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ wurden für beide Passivierungen Spitzenwerte der effektiven Lebensdauer von über 200 μs gemessen.

⁴⁰ Von Coulomb verstärkter Augerrekombination begrenzte Volumenlebensdauer im Fall niedriger Injektion.

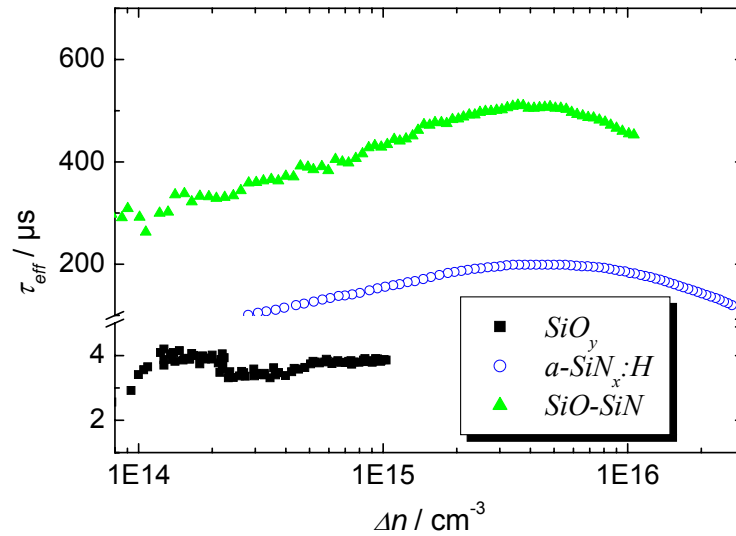


Abbildung 4.17: Vergleich der injektionsabhängigen Lebensdauer von SiO_y (100 nm), SiN_x (80 nm) und $SiO-SiN$ (100+80 nm) abgeschieden auf Wafern mit shiny etched Oberfläche, alle nach einem Hochtemperaturschritt. Das SiO_y wurde bei 300 °C abgeschieden.

In Abbildung 4.17 wird noch einmal der Unterschied zwischen der Passivierungsqualität der einzelnen Schichten SiO_y und SiN_x und der ihrer Kombination als $SiO-SiN$ -Schichtsystem auf gleich vorbehandelten Wafern deutlich. Während mit der SiO_y -Schicht allein lediglich effektive Lebensdauern von unter 10 μs gemessen werden, liefert die Passivierung mit $SiN_x:H$ schon Werte von etwa 200 μs . Die Abscheidung von $SiN_x:H$ auf der SiO_y -Schicht erreicht schließlich eine mehr als verdoppelte effektive Lebensdauer im Vergleich mit der SiN_x -Einzelschicht.

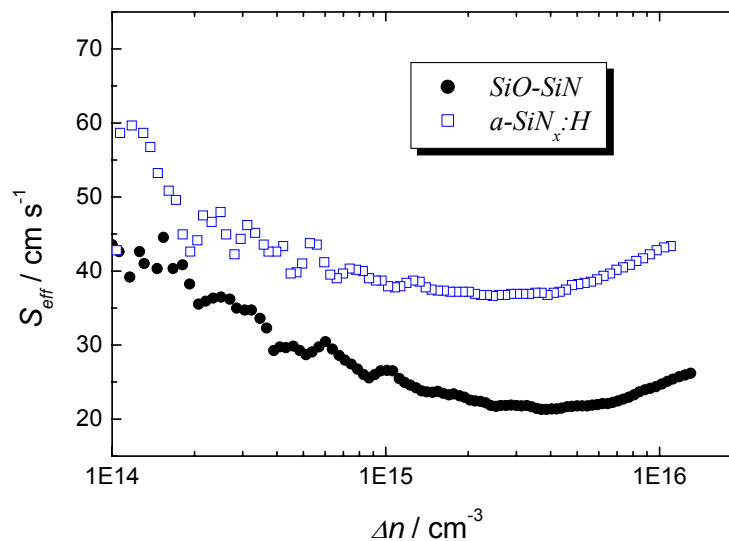


Abbildung 4.18: Vergleich der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} in Abhängigkeit der Überschussladungsträgerdichte Δn für je eine der besten $SiO-SiN$ und $a-SiN_x:H$ Lebensdauerproben.

Abbildung 4.18 zeigt im Vergleich die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit jeweils einer der besten Lebensdauerproben mit SiO-SiN beziehungsweise a-SiN_x:H-Passivierung. Mit dem SiO-SiN-Schichtsystem gewinnt man im Mittel eine Verbesserung von etwa 20 cm/s über einen weiten Injektionsbereich.

Zur Beurteilung der Passivierungshomogenität eignen sich besonders die Lebensdauer-topogramme. In Abbildung 4.19 sind die Ergebnisse verschiedener Lebensdauer-messungen auf derselben Probe gezeigt. Rechts ist ein mit dem Semilab-Messplatz aufgenommenes Lebensdauertopogramm der mit 70 nm / 80 nm SiO-SiN beschichteten Probe nach einem Feuerschritt zu sehen. Außen deutlich zu erkennen ist eine ringförmige Struktur mit erhöhter Lebensdauer. Zum Vergleich wurden an dieser Probe auch Messungen mit dem QSSPC-Messplatz an zwei Waferpositionen durchgeführt. Auch diese Messungen ergaben eine erhöhte Lebensdauer im Randbereich der Probe. Ähnliche Muster fanden sich auf fast allen Lebensdauerproben. Die Ursache hierfür konnte nicht abschließend geklärt werden.

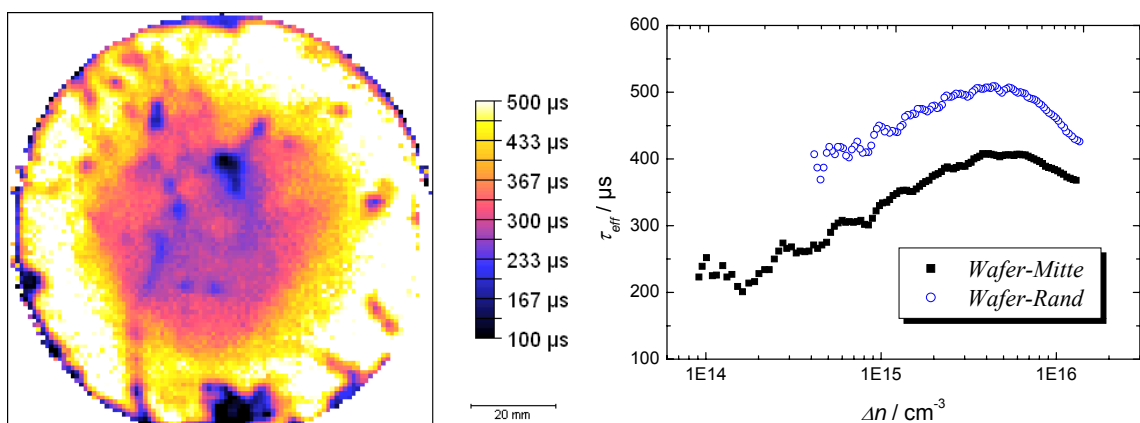


Abbildung 4.19: Vergleich der orts aufgelösten effektiven Lebensdauer gemessen mittels μ -PCD (links) und der injektionsabhängigen Lebensdauer (rechts) gemessen in der Mitte und am Rand derselben, gefeuerten Probe im transienten Messmodus des QSSPC-Aufbaus.

4.3.3 Einfluss der Oberflächenrauigkeit

Im Vergleich mit den im vorangegangenen Abschnitt gezeigten Ergebnissen gemessen an „shiny etched“ Oberflächen liegen die an Proben nach Sägeschadenentfernung gemessenen Lebensdauern deutlich niedriger. Abbildung 4.20 zeigt die injektionsabhängige Lebensdauer und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit zweier identisch beschichteter Proben. Der Wafer mit der matten Oberfläche wurde zunächst mit der in Kapitel 5 vorgestellten matten Politur behandelt, um den Sägeschaden zu entfernen. Anschließend erfolgte ein Ätzschritt vergleichbar der Entfernung des parasitären Emitters während des Herstellungsprozesses für rückseitenpassivierte Solarzellen in der CPX4-Lösung. Insgesamt wurden etwa 20 μ m von jeder Seite des Wafers entfernt. Mikroskop-aufnahmen beider Oberflächen sind in Abbildung 4.21 gezeigt.

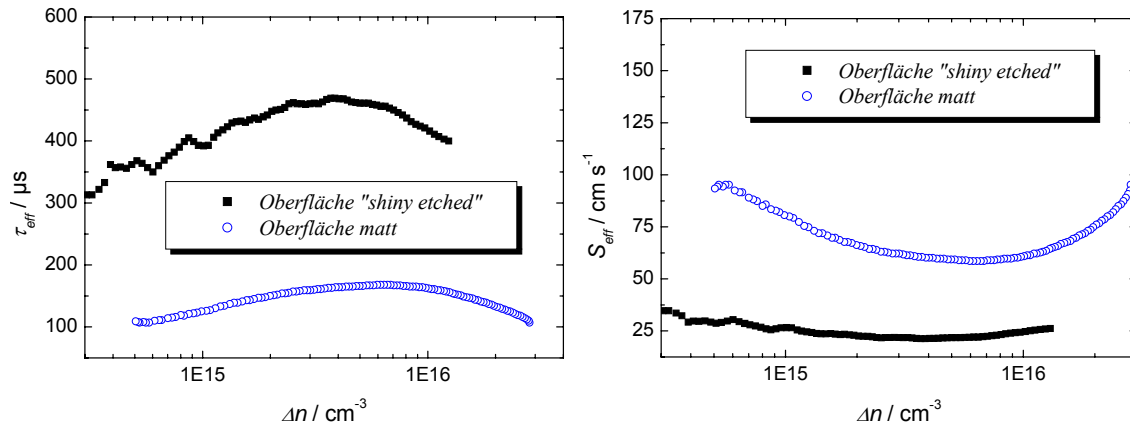


Abbildung 4.20: Vergleich der injektionsabhängigen Lebensdauer (links) und effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (rechts) eines Wafers mit „shiny etched“ Oberfläche und eines Wafers, dessen Sägeschaden in matter Politur entfernt und anschließend in der Rückseitenpolitur behandelt wurde. Beide Wafer sind mit SiO-SiN (SiO₂ bei 300 °C abgeschieden) passiviert und durchliefen vor der Messung einen Hochtemperaturschritt.

Trotz der deutlich niedrigeren effektiven Lebensdauer liegt die resultierende Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} in einem weiten Injektionsbereich immer noch unter 125 cm/s und kann damit nach den Ausführungen in Kapitel 6 als ausreichend angesehen werden, um bei einer Reduzierung der Zelldicke einen Gewinn im Kurzschlussstrom zu gewährleisten.

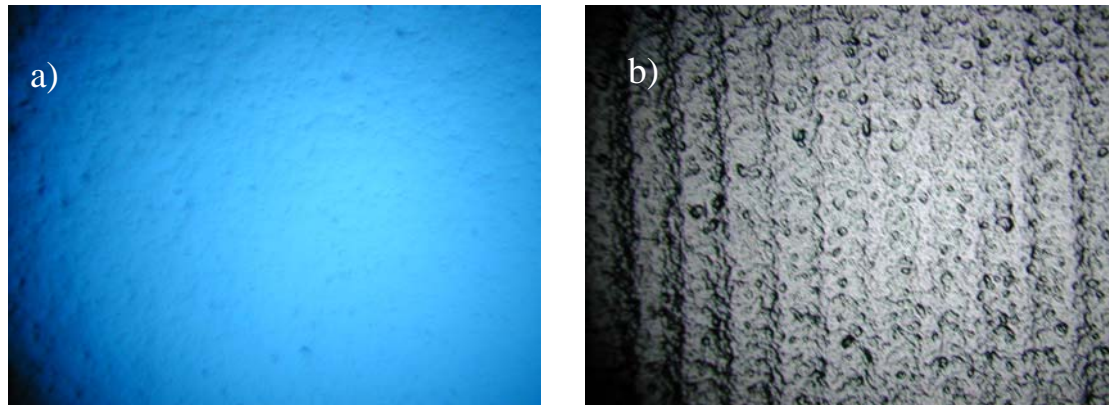


Abbildung 4.21: Mikroskopaufnahmen a) einer „shiny etched“ Oberfläche und b) eines matt polierten Wafers.

4.3.4 Einfluss der Vorreinigung und der Depositionstemperatur

Im Rahmen des in Abbildung 4.22 zusammengefassten Experiments wurden a-SiN_x:H Lebensdauerproben auf verschiedenen gereinigten „shiny etched“ FZ-Wafern abgeschieden [174]. Dabei wurden die RCA-Reinigung [175] und die Standardreinigung des LSC

„HNF“ mit 75 °C heißer HNO₃ eingesetzt⁴¹. Ein Teil der Proben aus jeder Reinigungsgruppe wurde zusätzlich noch einem einminütigen Dip in 1 %iger HF-Lösung unterzogen, um das während der Reinigung aufgewachsene chemische SiO₂ von der Waferoberfläche zu entfernen. Auf diese Weise standen insgesamt vier Wafergruppen mit zwei unterschiedlichen Oberflächenkonditionierungen („*dangling bonds*“ abgesättigt mit Wasserstoff oder Sauerstoff) pro Reinigung zur Verfügung. Nach der beidseitigen Beschichtung mit etwa 80 nm a-SiN_x:H wurden die effektiven Lebensdauern mit dem μ -PCD-Aufbau vermessen. Die Mittelwerte der jeweiligen Topogramme einer Gruppe ist in Abbildung 4.22a) zusammen mit dem besten Medianwert pro Gruppe gezeigt. Hier zeigt die HNF-Reinigung gefolgt von der RCA-Reinigung das beste Ergebnis. Die Proben mit wasserstoffterminierter Oberfläche nach HF-Dip weisen lediglich effektive Lebensdauern von unter 100 μ s auf.

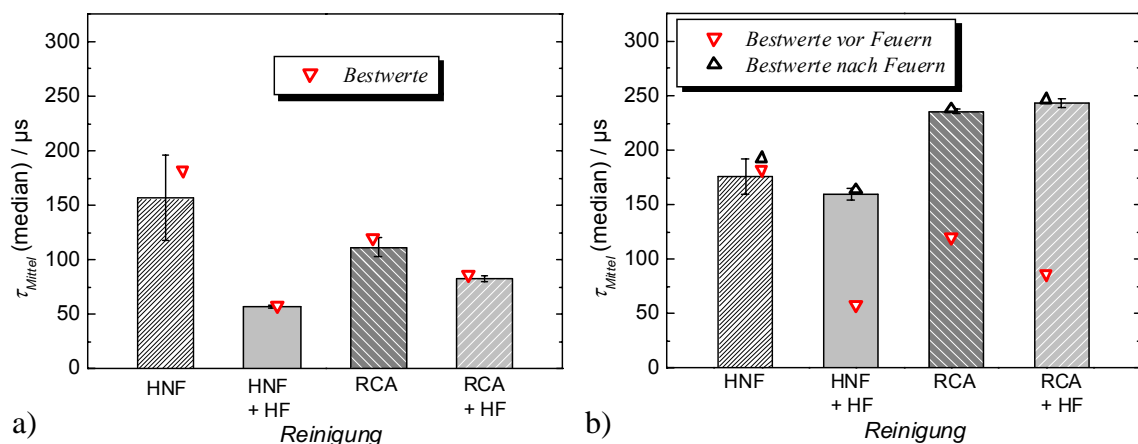


Abbildung 4.22: Vergleich der effektiven Lebensdauer von mit a-SiN_x:H passivierten Proben in Abhängigkeit von der nasschemischen Reinigung a) vor und b) nach einem Hochtemperaturschritt. Die Beschichtung erfolgte mit der alten Gasdusche.

Nach dem Hochtemperaturschritt findet man in Abbildung 4.22 b) eine andere Tendenz. So hat sich die Passivierung der wasserstoffterminierten Oberflächen deutlich verbessert, so dass nun sogar die nach der RCA-Reinigung HF-gedippten Proben noch knapp vor den RCA gereinigten Proben liegen.

⁴¹ Eine detaillierte Beschreibung der Reinigungsprozesse findet sich in Kapitel 5.1.

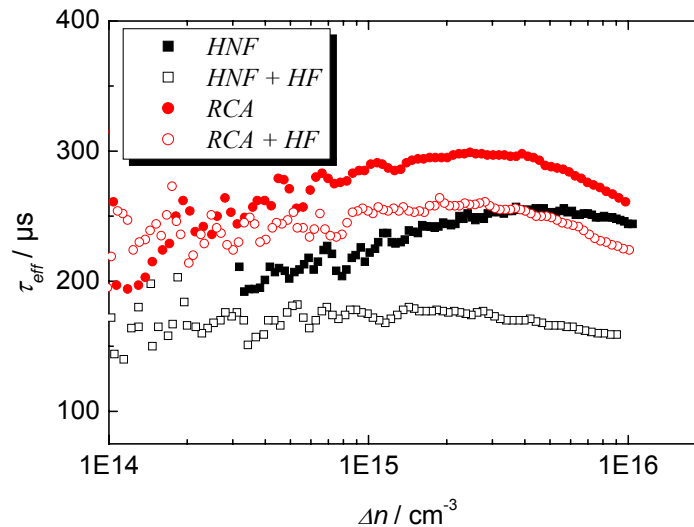


Abbildung 4.23: Effektive Lebensdauer in Abhängigkeit des Injektionsniveaus für jeweils eine Lebensdauerprobe aus dem Experiment aus Abbildung 4.22. Auffällig ist, dass die RCA+HF Kurve hier etwas schlechter abschneidet als die RCA-Kurve.

In der in Abbildung 4.23 gezeigten injektionsabhängigen transienten Messung zeigen die beiden RCA-Proben ebenfalls die besten Lebensdauern, allerdings schneidet die wasserstoffterminierte Probe hier schlechter ab. Dieser Unterschied wird auf den unterschiedlichen Injektionsbereich der beiden Messungen zurückgeführt. Wie in Kapitel 3 gezeigt, befinden sich Proben bei Messungen mit dem WT2000-Aufbau im Allgemeinen in Hochinjektion. Dieser Bereich ist in der QSSPC-Messung aber nicht mehr erfasst.

Ein Experiment mit Variation der Reinigung und insbesondere der Oberflächenkonditionierung wurden auch an mit von SiO-SiN passivierten Wafern durchgeführt, gleichzeitig erfolgte eine Variation der Abscheidetemperatur des SiO_y. Die nach einem Hochtemperaturschritt erhaltenen Lebensdauern sind in Abbildung 4.24 zusammengefasst. Hierfür wurden Proben mit drei unterschiedlichen Oberflächenkonditionierungen berücksichtigt, nämlich wasserstoffterminierte Oberflächen („HF“), im Anschluss an einen HF-Dip in heißem DI-Wasser für 40 min oxidierte Oberflächen („H₂O-SiO₂“) und – im Anschluss an eine Reinigung mit Oxidation in HNO₃ und HF-Dip – in RCA 2-Lösung oxidierte Oberflächen („RCA2-SiO₂“).

Die höchsten Lebensdauern lieferte in diesem Experiment die HF-gedippte Oberfläche nach einer SiO_y-Abscheidung bei 300 °C, gefolgt von gleich vorbehandelten Proben beschichtet bei 350 °C. Es folgt die in Wasser oxidierte Oberfläche in Kombination mit einer Depositionstemperatur von 350 °C.

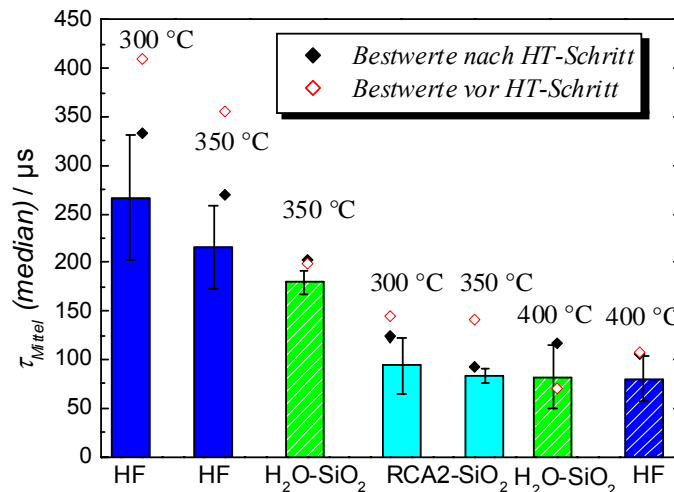


Abbildung 4.24: Vergleich der gemittelten Lebensdauern nach einem Hochtemperaturschritt in Abhängigkeit von der Abscheidetemperatur des SiO_y und der Oberflächenkonditionierung. Die Bestwerte vor und nach dem Hochtemperatur(HT)schritt sind ebenfalls gezeigt.

Das Ergebnis zeigt eine deutliche Tendenz hinsichtlich niedrigerer Depositionstemperaturen für das SiO_y: Gleich vorbehandelte Proben liefern grundsätzlich bei der niedrigeren Abscheidetemperatur die höheren Lebensdauern, wobei die HF-Konditionierung besser ist als das H₂O-SiO₂. Das „hochwertige“ SiO₂ auf der Waferoberfläche aufgewachsen in heißem DI-Wasser [176] ergab wiederum eine deutlich bessere Passivierung als das RCA2-SiO₂⁴².

Im Unterschied zu den Passivierungsergebnissen mit SiO-SiN in der Literatur [26, 31] ist Abbildung 4.24 zu entnehmen, dass hohe Lebensdauern nicht erst durch einen Hochtemperaturschritt erreicht werden. Im Gegenteil, die Maximalwerte liegen direkt nach der Abscheidung vor und es kommt durch den Hochtemperaturschritt eher zu einer Verringerung der gemessenen Lebensdauer. Wie oben gezeigt, sind diese Werte aber immer noch mehr als ausreichend für eine gute Rückseitenpassivierung.

Was den Einfluss der Abscheidetemperatur auf die Passivierungswirkung des SiO-SiN-Schichtsystems betrifft, fand sich für SiN_x-Abscheidung eine zum SiO_y gegenläufige Tendenz. In Abbildung 4.25 sind die Ergebnisse einer Schichtdicken- und Temperaturvariation zusammengefasst, die unter anderem zum Ziel hatte, festzustellen, ob sich die Prozesszeit der SiO-SiN-Beschichtung verringern ließe, wenn die Aufheizzeiten beim Wechsel von SiO_y zu SiN_x-Beschichtung durch gleiche Abscheidetemperaturen entfallen könnten. Bei den Proben handelte es sich um ungefeuerten Wafer mit sägeschadengeätzter Oberfläche. Der Einfluss der Schichtdicke ist nicht signifikant, bei den Abscheidetemperaturen ist er dagegen eindeutig. Die bei der niedrigeren Temperatur von 350 °C erzeugten SiN_x-Schichten führen zu einer deutlich schlechteren Passivierung. Eine Ver-

⁴² Nach Angermann [174] ist die Grenzflächenstörstellendichte von in DI-Wasser oxidiertem Silizium etwa eine Größenordnung niedriger als die in RCA oder HNO₃ oxidierter Proben.

kürzung der Prozesszeit für die Stackabscheidung in der Einkammeranlage des LSCs durch eine Verringerung der Depositionstemperatur des a-SiN_x:H war daher nicht möglich.

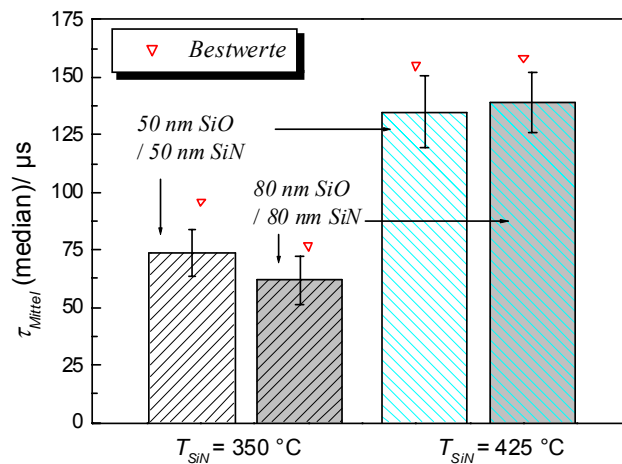


Abbildung 4.25: Einfluss der SiN_x-Depositionstemperatur auf die effektive Lebensdauer SiO-SiN-passivierter Proben, auch nach einem Hochtemperaturschritt blieb die Tendenz zur höheren Abscheidetemperatur erhalten. Die Beschichtungen erfolgten mit der alten Gasdusche und einer SiO_y-Depositionstemperatur von 350 °C.

Im Laufe der vielen für diese Arbeit durchgeführten Lebensdauerexperimente zeigte sich darüber hinaus auch eine Beeinflussung der Passivierungsqualität von der Maschinenlaufzeit sowie den Werten des Basisvakuum. Eine qualitative Betrachtung dieser Einflussfaktoren allerdings hier nicht möglich, da diese Bedingungen sich in der Regel der Prozesskontrolle entzogen.

4.4 CV-Messungen an PECVD-Schichten

Zur weitergehenden Charakterisierung wurden sowohl an den Einzelschichten als auch am SiO-SiN-Schichtsystem CV-Messungen durchgeführt. Für die Herstellung der MIS-Dioden wurde zunächst auf einseitig beschichteten „floatzone“ Proben ein ganzflächiger Aluminium-Rückseitenkontakt mittels Elektronenstrahlaufdampfen aufgebracht. Unmittelbar vor diesem Schritt wurden die Wafer einem HF-Dip unterzogen, um an der Umgebungsluft aufgewachsenes SiO₂ von der Rückseite zu entfernen, das den elektrischen Kontakt verschlechtern würde. Bei diesem Schritt war die beschichtete Vorderseite mit Adhäsionsfolie geschützt. Im Anschluss an das Aufdampfen des Rückseitenkontaktes wurde die Vorderseite der Proben ebenfalls bedampft (entweder auch mittels Elektronenstrahl oder mittels thermischen Aufdampfens), die Strukturierung der Gatekontakte erfolgte dabei entweder mittels einer Schattenmaske oder mittels Photolithographie. Nach der Fertigstellung der Kontakte wurden die Proben getempert, dies geschah entweder auf einer Heizplatte oder im Durchlaufsinterofen an Luft. Für Details

zum Messaufbau und zu der Messung selbst wird auf die Veröffentlichung von Kopfer et al. [137] verwiesen.

In [137] konnte für ein PECVD SiO_y hergestellt am LSC Gelsenkirchen⁴³ anhand orts aufgelöster Messungen gezeigt werden, dass sich jeweils die Homogenität der Grenzflächenstörstellendichte D_{it} und der effektiven Lebensdauer τ_{eff} sowie von der Ladungsdichte N , der Schichtdicke d und dem Brechungsindex n , definiert als Standardabweichung geteilt durch den entsprechenden Mittelwert, stark ähneln. Dieses Ergebnis deutet darauf hin, dass diese Schichteigenschaften von ähnlichen Prozessbedingungen abhängen, also zum Beispiel die Ladungsdichte und die optischen Eigenschaften vom Aufwachsen der SiO_y -Schicht, während für D_{it} und τ_{eff} vermutlich die vorangegangene Reinigung und die ersten Nanometer des Schichtwachstums entscheidend sind.

Die $\text{SiN}_x\text{:H}$ und SiO-SiN -Proben konnten nur vermessen werden, wenn sie vor der Metallisierung einen Hochtemperaturschritt entsprechend dem der Lebensdauerproben durchlaufen hatten. Die Leckströme der gefeuerten CV-Proben waren deutlich geringer als die der ungefeuerten Proben.

Die Hysterese von $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ und SiO-SiN -Proben⁴⁴ beim Durchlaufen eines Spannungsbereichs von +10 bis -15 V und wieder zurück zu +10 V ist in Abbildung 4.26 gezeigt. Hier fällt auf, dass die CV-Kurven der $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ -Probe für die Messung von negativen zu positiven Spannungen in Richtung negativer Spannungen verschoben sind und die Inversion erst bei höheren positiven Spannungen erreichen. Folgerichtig ergibt die Auswertung der Messung für den „- nach +“ Fall eine um 32 % erhöhte Ladungs- und eine im Vergleich mit der Messung von „+ nach -“ mehr als verdoppelte Grenzflächenstörstellendichte bei $E-E_v = 0.6$ eV.

Die SiO-SiN -Probe lässt sich dagegen für die Messung von negativen zu positiven Spannungen deutlich weiter in die Verarmung treiben, wobei weder die Hoch- noch die Niederfrequenzkurve in der Inversion ähnliche Kapazitätswerte erreichen wie für die Messung von positiven zu negativen Spannungen. Nach de Wolf et al [177] ist eine Verschiebung des Punkts minimaler Kapazität bei Variation der „Messrichtung“ ein Indiz für umladbare Defekte. Eine Verschiebung bis in positive Spannungsbereiche, wie für die - nach + Messung würde in diesem Fall auf das Vorhandensein negativer Ladungen hindeuten. Da die Akkumulationskurven der beiden Messrichtungen nicht verschoben sind, ergab sich für diese Probe keine Änderung der Ladungsdichte im Dielektrikum, dies könnte daraufhin deuten, dass die Umladung an der Grenzfläche erfolgt. Die ermittelte Grenzflächenstörstellendichte sank um bei Änderung der Messrichtung um 13 %.

⁴³ Für die Beschichtung dieser Probe wurde ein etwas anderer PECVD-Prozess verwendet. Die Abscheidetemperatur betrug 388 °C.

⁴⁴ Die Gatekontakte wurden mittels thermischen Aufdampfens durch eine Schattenmaske hergestellt. Die Kontaktgröße beträgt 1mm^2 . Vor der Messung wurde die $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ -Probe 20 min bei 150 °C und die SiO-SiN -Probe 40 min bei 250 °C an Luft getempert.

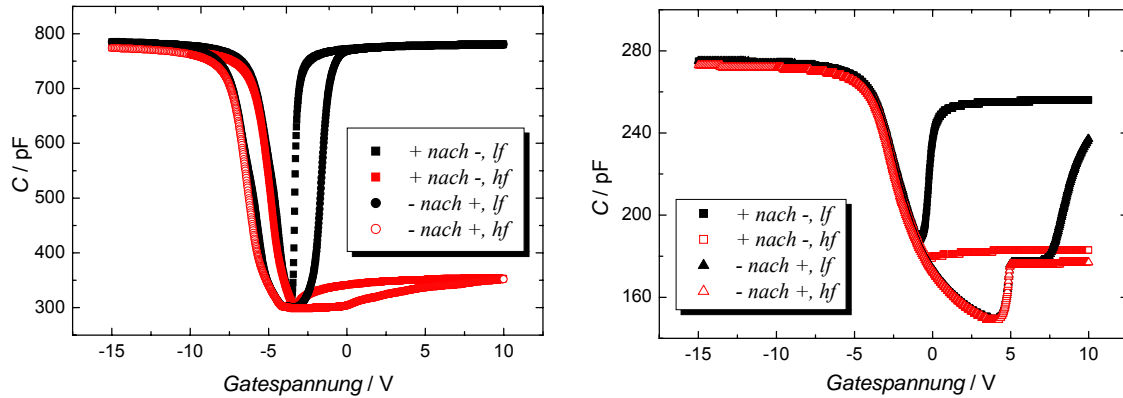


Abbildung 4.26: Hysteresis der CV-Kurven a) von $a\text{-SiN}_x\text{:H}$ und b) SiO-SiN [178].

Generell liefern Messungen an gefeuerten SiO-SiN -Proben Werte von D_{it} (0.6 eV) ~ 6 bis $10 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ und $N \sim 6$ bis $6.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [178], das heißt, sowohl die Grenzflächenstörstellendichte als auch die Ladungsdichte sind im Vergleich zum $a\text{-SiN}_x\text{:H}$ – mit typischen Werten von D_{it} (0.6 eV) ~ 5 bis $10 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ und $N \sim 2.3$ bis $2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ – deutlich reduziert⁴⁵. Dies bestätigt auch ein Blick auf Abbildung 4.27, die den Verlauf der Grenzflächenstörstellendichte über der Energie der Bandlücke zeigt.

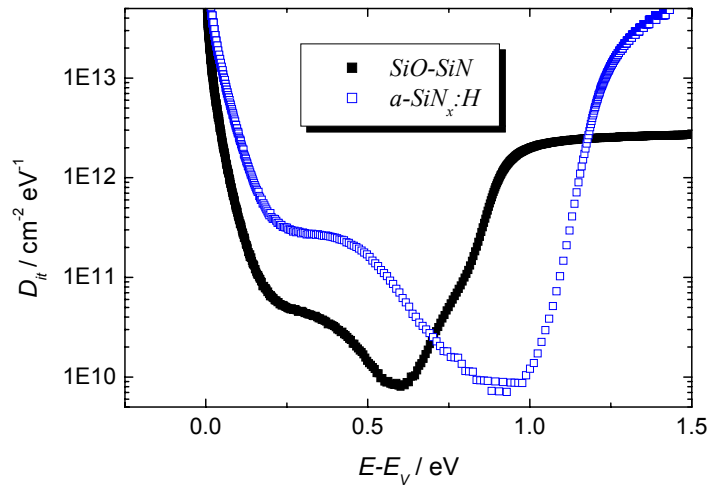


Abbildung 4.27: Vergleich des energieabhängigen Verlaufs der Grenzflächenstörstellendichte von $a\text{-SiN}_x\text{:H}$ und SiO-SiN .

Hier wird deutlich, dass neben der Größenordnung von D_{it} auch der Verlauf der Kurven unterschiedlich ist. Für die SiO-SiN -Probe liegt das Minimum etwa bei 0.6 eV und damit in einem Bereich, in dem sich Störstellen besonders negativ auf die Lebensdauer auswirken. Das Minimum der $a\text{-SiN}_x\text{:H}$ -Kurve befindet sich dagegen zu größeren $E-E_V$ -

⁴⁵ Für das bei 300°C abgeschiedene SiO_y wurden Werte im Bereich D_{it} (0.6 eV) ~ 1 bis $2.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ und $N \sim 2.4$ bis $4.8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ gemessen. Nach aktuellem Stand wird die Defektdichte dabei von einem Hochtemperaturschritt vor der Metallisierung nicht wesentlich beeinflusst.

Werten verschoben kurz vor der Leitungsbandkante. Die Ursache für den abgeknickten Verlauf der SiO-SiN-Probe ab etwa 0.9 eV ist in Abbildung 4.28 gezeigt. Die hier präsentierten CV-Messungen wurden an demselben Kontaktpunkt mit unterschiedlichen Werten für die Niederfrequenzkurve gemessen. Die mit 1000 Hz (Standardfrequenz) gemessene CV-Kurve erreicht in Inversion nicht die gleichen Kapazitätswerte wie in der Akkumulation. Für 500 Hz liegt die Inversionskapazität etwas höher und für 100 Hz erreicht sie annähernd die Werte des Akkumulationsfalls. Messungen bei noch niedrigeren Frequenzen waren aufgrund des auftretenden starken Rauschens nicht möglich.

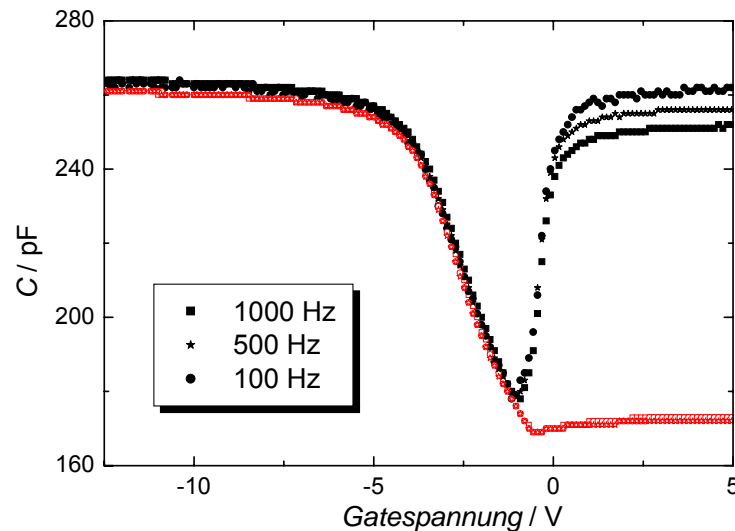


Abbildung 4.28: CV-Kurven gemessen an einer SiO-SiN-Probe mit drei verschiedenen niedrigen Frequenzen. Die Hochfrequenzkurven (rot) sind annähernd identisch [178].

Diesem Effekt zugrunde liegen „langsame“ Grenzflächendefekte, die erst bei sehr niedrigen Frequenzen umgeladen werden können [179]. Für Messungen mit 100 Hz ergeben sich daher auch erhöhte D_{it} -Werte, allerdings sind diese aufgrund des stärkeren Rauschens auch mit einem größeren Fehler behaftet.

4.5 Einfluss der Aluminiumbeschichtung auf die Passivierung

Neben der Hochtemperaturstabilität, die in den oben geschilderten Experimenten untersucht wurde, ist eine zweite wichtige Eigenschaft der Passivierungsschicht die Stabilität bei Metallisierung. In der rückseitenpassivierten Zelle muss eine niedrige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit auch nach dem Aufbringen des Rückseitenkontaktes dort gewährleistet sein, wo kein direkter Kontakt zwischen der Metallisierung und der Zellbasis besteht. In einem ersten Schritt wurde der Einfluss sogenannter Niedertemperaturmetallisierung auf die Passivierungsschichten untersucht. Hierbei wird das Metall nicht durch einen Siebdruckschritt mit anschließendem Co-Feuern, sondern durch Verdampfen, entweder durch einen Elektronenstrahl oder durch eine Widerstandsheizung, im Vakuum auf den Proben abgeschieden. Derartige Metallisierungsverfahren finden

beispielsweise bei der Herstellung lasergefeuerter Kontakte – „*laser fired contacts*“, LFC, siehe Kapitel 5 – für (meist hocheffiziente) Solarzellen Verwendung.

Für diese Untersuchung wurden a-SiN_x:H sowie SiO-SiN-Proben (70/80 nm) nach einem Hochtemperaturschritt⁴⁶ zunächst halbiert. Je eine Hälfte einer Probe wurde dann dem Elektronenstrahlaufdampfen beziehungsweise dem thermischen Aufdampfen zugeordnet. Für den Versuch mit Elektronenstrahlaufdampfen wurde ein Teil jeder Waferhälfte mit Vakuumklebeband bedeckt.

Für die Versuche mit thermischem Aufdampfen dagegen erfolgte eine teilweise Abdeckung mit einem anderen Wafer, da bei diesem Prozess die Proben zu heiß (etwa 170 °C) für das Vakuumklebeband wurden. Die Bedeckung diente dazu, bei der Messung der Lebensdauertopogramme einen Vergleich der gemessenen Daten auf der Metallisierung mit nicht metallisierten Bereichen durchführen zu können. Aufgedampft wurden thermisch 557 nm Aluminium mit einer Rate von 1-10 Å/s und 1 µm Aluminium mit Elektronenstrahl und einer Rate von 5 Å/s. Nach dem Aufdampfen wurde das Vakuumklebeband von den Elektronenstrahlproben abgezogen und Lebensdauertopogramme aller Waferhälften aufgenommen. Hierfür wurden immer 2 Proben aus einer Metallisierungskampagne zusammengelegt. Im Anschluss an die Lebensdauerermessung wurden die Elektronenstrahlproben einem Tempersschritt (360°C für etwa 9 Minuten) im Sinterofen unterzogen und noch einmal Lebensdauertopogramme gemessen.

Ergebnisse des thermischen Aufdampfens sind in Abbildung 4.29 sowohl für a) die SiO-SiN als auch für b) a-SiN_x:H-Passivierung gezeigt.

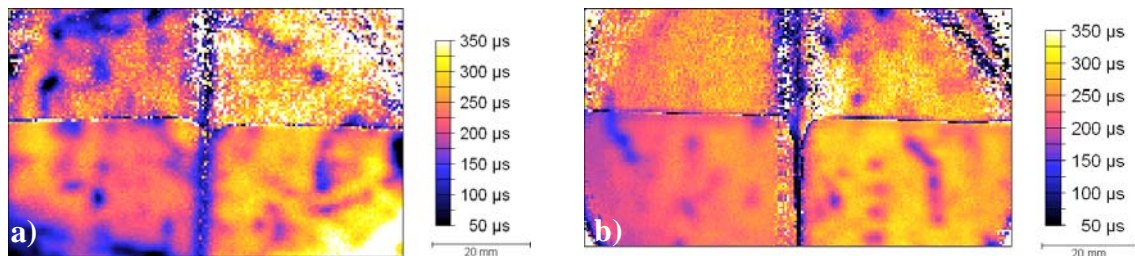


Abbildung 4.29: Lebensdauertopogramme von a) SiO-SiN-Lebensdauerproben und b) a-SiN_x:H-Lebensdauerproben nach dem thermischen Aufdampfen. Die untere Hälfte der Abbildungen war bei der Metallisierung durch einen anderen Wafer geschützt.

Beide Abbildungen zeigen einen Ausschnitt einer Messung an jeweils zwei Probenhälften. Der metallisierte Bereich befindet sich im oberen Teil, erkennbar an der stärkeren „Pixelung“, hervorgerufen durch das schwächere Messsignal in diesem Teil der Proben. Gut zu erkennen ist, dass die Aluminiumbeschichtung weder auf das SiO-SiN-Schichtsystem noch auf die a-SiN_x:H Passivierung einen negativen Einfluss besitzt.

⁴⁶ Entsprechend dem in Kapitel 5 vorgestellten Prozesskonzept erfolgte bei Zellen mit LFC vor der Rückseitenkontaktierung immer ein Hochtemperaturschritt zur Kontaktierung der Vorderseite mittels Siebdruck.

Abbildung 4.30 a) zeigt beispielhaft Ausschnitte von Lebensdauertopogrammen zweier mit SiO-SiN passivierter Probenhälften nach dem Elektronenstrahlaufdampfen. Im Gegensatz zu den thermisch aufgedampften Proben sind die Lebensdauern auf großer Fläche kleiner als $20\ \mu\text{s}$. Zu erkennen ist außerdem, dass dort, wo sich das Vakuumklebeband befand, die Lebensdauern etwas höher sind. Besonders deutlich tritt in dieser Hinsicht der Waferrand hervor, der von der metallischen Probenhalterung während des Aufdampfschritts bedeckt war.

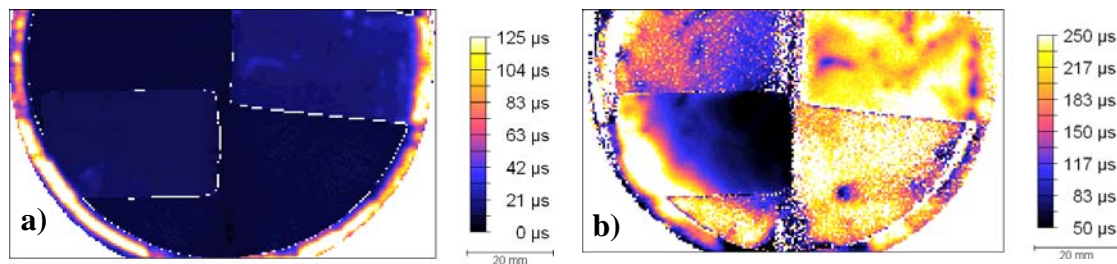


Abbildung 4.30: Lebensdauertopogramm derselben Hälften zweier SiO-SiN-Lebensdauerproben nach dem Elektronenstrahlaufdampfen a) und nach dem Tempersschritt b). Die rechteckigen Strukturen sind nicht metallisierte Flächen, entstanden durch das Abkleben mit Vakuumklebeband vor dem Aufdampfschritt. Vor der Messung wurde das Klebeband entfernt. Man beachte die unterschiedliche Skalierung.

Nach dem Tempersschritt, Abbildung 4.30 b), haben sich die gemessenen Lebensdauern teilweise verzehnfacht, die Proben haben wieder Lebensdauern in der Größenordnung ihres Ausgangsniveaus (hier nicht gezeigt) erreicht. Im Unterschied zur SiO-SiN-Passivierung zeigen nur mit $\alpha\text{-SiN}_x\text{:H}$ passivierte Proben keinen derart drastischen Einbruch der Lebensdauer durch das Elektronenstrahlaufdampfen.

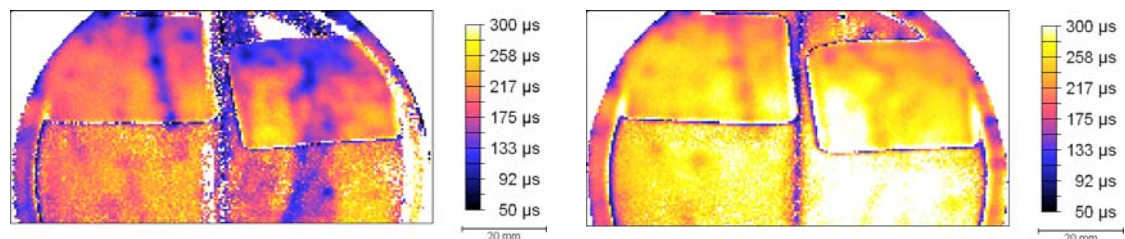


Abbildung 4.31: $\alpha\text{-SiN}_x\text{:H}$ nach dem Elektronenstrahlaufdampfen links und dem anschließenden Tempersschritt rechts.

Dies ist in Abbildung 4.31 a) besonders gut im Randbereich zu erkennen, der in diesem Topogramm etwa die gleichen Lebensdauerwerte aufweist wie die nicht abgeschirmten Bereiche. Durch Tempern erhöhte sich die Lebensdauer bei dieser Probe ebenfalls und erreicht wieder in etwa die Werte der Proben direkt nach der Abscheidung der Passivierungsschicht.

Der für dieses Experiment entscheidende Unterschied zwischen Elektronenstrahl- und thermischem Aufdampfen besteht im Vorhandensein von Röntgenstrahlung (Bremsstrahlung und Aluminium $K\alpha$ -Linie bei 1.5keV) während des Metallisierungsprozesses mittels Elektronenstrahl. Um den Einfluss des Elektronenstrahlaufdampfens auf die

Passivierungsschichten noch weiter und ohne die Signalverringering durch die Metallisierung zu untersuchen, wurde von mit SiO-SiN , $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ und SiO_y beschichteten Lebensdauerproben die zu bedampfende Seite ganzflächig mit Adhäsionsfolie abgeklebt, so dass sich das Metall nach dem Aufdampfen wieder komplett entfernen ließ. Abbildung 4.32 zeigt die Auswirkungen des Elektronenstrahlaufdampfens auf die verschiedenen Schichten. Alle Lebensdauerproben waren vor dem Aufdampfen einem Hochtemperaturschritt unterzogen worden.

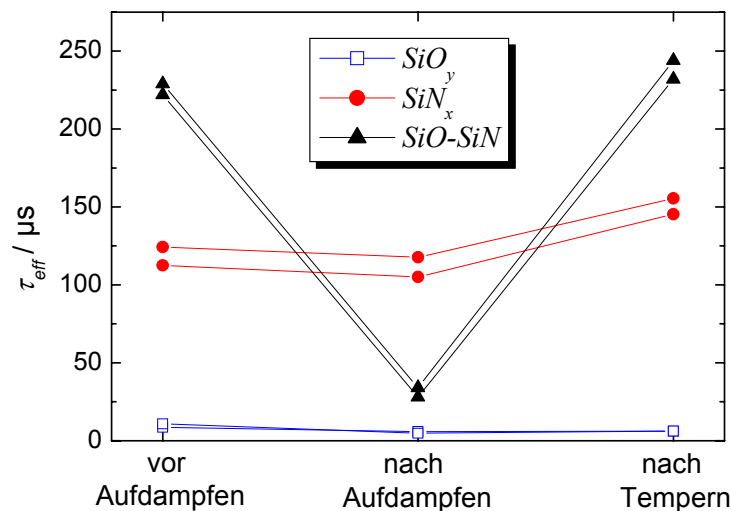


Abbildung 4.32: Entwicklung der effektiven Lebensdauer von gefeuerten SiO_y -, $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ - und SiO-SiN -Proben vor und nach einem Aufdampfschritt mittels Elektronenstrahl und nach Tempern der Proben.

Auch hier zeigt sich der Unterschied zwischen der SiO-SiN - und der $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ - Passivierung. Proben mit dem Schichtsystem verlieren ihre Lebensdauer beinahe komplett, während die Lebensdauer der $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ Proben nahezu unverändert bleibt. Bei den nur mit SiO_y beschichteten Proben deutet sich ebenfalls eine Verringerung der Lebensdauer durch das Elektronenstrahlaufdampfen an, die sich nicht vollständig regenerieren lässt. Allerdings ist die Passivierungswirkung dieser Schicht so gering, dass die Lebensdauern generell nicht über maximal $15 \mu\text{s}$ steigen.

Aus den Ergebnissen der Niedertemperaturmetallisierungsexperimente lassen sich folgende Schlussfolgerungen ziehen:

1. Aluminium auf der Passivierungsschicht besitzt keinen negativen Einfluss auf die Lebensdauer.
2. Das Aufdampfen des Aluminiums mittels Elektronenstrahl führt zu einer Degradation der SiO-SiN -Passivierung, aber nicht der $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ -Passivierung.
3. Die Degradation kann durch einen Tempersschritt ausgeheilt werden.

Die Tatsache, dass die Passivierung mittels $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ keinen dramatischen Einbruch durch Elektronenstrahlaufdampfen zeigt, lässt als Ursache für die Degradation des SiO-

SiN-Schichtsystems eine strahlungsinduzierte Schädigung der SiO_y-Schicht vermuten. Dieses Verhalten ist für thermisches SiO₂ seit Jahrzehnten bekannt, bereits 1976 zeigten Winokur et al. [179], dass die strahlungsinduzierte Schädigung von MOS-Strukturen über mehrere Schritte im SiO₂ abläuft und D_{it} erhöht. 1988 publizierten Reed und Plummer [180] ihre Ergebnisse zur Reduzierung von D_{it} nach Elektronenstrahlaufdampfen durch Temperschritte.

4.6 Diskussion und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Entwicklung einer PECVD-SiO_y-Schicht beschrieben, die anschließend erfolgreich als Teil eines SiO-SiN-Schichtsystems zur Passivierung von p-Typ Silizium eingesetzt werden konnte. Dabei wurden als Bestwerte effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten nach einem Hochtemperaturschritt von unter 35 cm/s in einem weiten Injektionsbereich erreicht, im Vergleich mit Werten über 35 cm/s für a-SiN_x:H. Bei der weitergehenden Untersuchung des SiO-SiN-Schichtsystems zeigte sich, dass sowohl die Abscheidetemperatur der Schichten als auch die vorangehende Reinigung und dabei insbesondere der letzte Reinigungsschritt einen großen Einfluss auf die Qualität und die Hochtemperaturstabilität der Passivierung besitzen. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass es ohne einen Verlust an Passivierungsqualität möglich ist, dass SiO-SiN-Schichtsystem mit Aluminium zu beschichten. Bei den Niedertemperaturversuchen zeigte sich darüber hinaus ein deutlicher Unterschied zwischen der a-SiN_x:H und der SiO-SiN-Passivierung. Während erstere durch das Metallisieren mittels Elektronenstrahlverdampfung nicht geschädigt wird, bricht die Lebensdauer SiO-SiN beschichteter Proben stark ein. Diese Degradation ist allerdings reversibel, die Lebensdauern erreichen durch einen Temperschritt wieder ihre Ausgangswerte. Diese Effekte werden auf das PECVD-SiO_y zurückgeführt. Wie aus der Literatur bekannt ist, entstehen durch energiereiche Strahlung Defekte an der Grenzfläche von Silizium und thermischem SiO₂, die sich energetisch innerhalb der Bandlücke des Siliziums befinden und über einen mehrstufigen Prozess bei Bestrahlung erzeugt werden. Im Volumen des SiO₂ werden dabei zunächst Elektronen-Loch-Paare generiert, vermutlich reagieren die Löcher anschließend mit Si-H oder Si-O-H Bindungen und setzen auf diese Weise Protonen frei. Letztere diffundieren im nächsten Schritt zur Grenzfläche und erzeugen dort schließlich den Defekt. Aus der Korrelation von D_{it} und Signalen der sogenannten P_b-Defekte in ESR-Spektren wurden Silizium „*dangling bonds*“ als Ursprünge der gestiegenen Grenzflächenstörstellendichte identifiziert.

Reed und Plummer zeigten in [180] anhand von CV-Messungen, wie die strahlungsinduzierten Defekte nach dem Aufdampfen der Aluminium Gate-Kontakte mittels Elektronenstrahl durch Tempern reduziert werden. Auch bei diesem Schritt spielt Wasserstoff die entscheidende Rolle. Werden nicht-metallisierte Si-SiO₂-Strukturen getempert, verringert sich die Defektdichte schneller in wasserstoffhaltiger Atmosphäre. MOS-Dioden mit Aluminiumgate werden unabhängig von der Atmosphäre beim Tempern verbessert, dies ist auf die Produktion von atomarem Wasserstoff an der SiO₂-Al-

Grenzschicht zurückzuführen. Strahlungsinduzierte Defekte werden ebenfalls ohne externe Wasserstoffzugabe und sogar ohne das Vorhandensein eines Aluminiumkontakts getempert, da durch die Strahlung hervorgerufene Bindungsbrüche in Silyl- und Silanolgruppen Wasserstoff erzeugt wird. In welcher Form, ob als (hydratisiertes) Proton oder als neutrales Wasserstoffatom, als H_2O oder H_2 , der Wasserstoff durch das Oxid diffundiert, war lange Zeit Gegenstand der Forschung, die Tendenz geht allerdings in Richtung neutraler Spezies (zumindest für das Annealing). Nach Stesmans [181] sollte es bei den verwendeten Temperbedingungen keinen Unterschied machen, ob der Wasserstoff als H oder H_2 diffundiert. Für ein thermisches Oxid der Dicke 42 nm gibt der Autor bei einer Temperatur von 250 °C Diffusionszeiten von 0.5 beziehungsweise 200 μs an.

Die Wasserstoffkonzentration beziehungsweise –beweglichkeit sind vor diesem Hintergrund vermutlich auch die Erklärung für die Abhängigkeit der Passivierungswirkung des SiO-SiN -Schichtsystems von der Abscheidetemperatur des SiO_y und des $\text{a-SiN}_x\text{:H}$. Bei niedrigeren Depositionstemperaturen sind die PECVD-Schichten wasserstoffreicher, da weniger Wasser und molekularer Wasserstoff durch Kondensationsreaktionen (siehe Abbildung 4.1) ausgetrieben werden. Gleichzeitig sind die Schichten weniger dicht, was die Entstehung und Diffusion von Wasserstoff in der Schicht beeinflusst. Dekkers et al [182] konnten zeigen, dass die Dichte von $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ bestimmt, ob Wasserstoff in molekularer Form entsteht. Sie wiesen darauf hin, dass in dichten, bei höheren Temperaturen erzeugten Siliziumnitriden kein molekularer Wasserstoff gebildet werden kann. Stattdessen entstehe atomarer Wasserstoff, der wiederum in der Lage sei, innerhalb weniger Sekunden bei den üblichen Spitzentemperaturen des Co-Feuern durch einen ganzen multikristallinen Wafer zu diffundieren und dort Defekte abzusättigen.

Übertragen auf das vorgestellte SiO-SiN -Schichtssystem würde dies bedeuten, dass a) das SiO_y durch eine niedrige Abscheidetemperatur viel Wasserstoff enthalten und eine geringe Dichte aufweisen sollte, und dass b) das SiN_x möglichst dicht und damit undurchlässig für molekularen Wasserstoff sein sollte. Auf diese Weise könnte Wasserstoff in der $\text{SiO}_y\text{-Si}$ -Grenzschicht gehalten werden und so eine effektivere Oberflächenpassivierung als mit $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ allein bewirken.

Im Hinblick auf das Verhalten der SiO-SiN -beschichteten Lebensdauerproben nach einem Hochtemperaturschritt, der im Allgemeinen keine Verbesserung der Passivierung mit sich bringt, könnte folgende Erklärung die zugrundeliegenden Passivierungsmechanismen beschreiben. Die Siliziumgrenzfläche SiO_y -beschichteter Proben wird bereits während der SiN_x -Abscheidung aufgrund des im Plasma enthaltenen Wasserstoffs und der relativ hohen Temperaturen passiviert. Die Tatsache, dass sich die $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ -Schichten erst nach einem Hochtemperaturschritt mittels CV-Messungen charakterisieren lassen, da im ungefeuerten Zustand der Leckstrom durch das Dielektrikum zu groß ist, deutet darauf hin, dass es zu einer wesentlichen Änderung im Volumen der $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ -Schicht durch das Feuern kommt. Die Reduzierung des Leckstroms würde dann

bedeuten, dass die Anzahl von geladenen Defekten im Siliziumnitrid reduziert wird, etwa durch Reaktionen von und mit Wasserstoff. Dies könnte zu einer Reduzierung der Feldeffektpassivierung führen, die wiederum durch Diffusion von Wasserstoff aus dem SiO_y – sichtbar in der Änderung des FTIR-Spektrums und des Brechungsindex – durch verbesserte Grenzflächenpassivierung teilweise kompensiert wird.

5 Reinigungsexperimente an Standardzellen

5.1 Einfluss der Reinigung auf Zellparameter und Quanteneffizienz

Die in diesem Kapitel vorgestellten Experimente und Ergebnisse wurden zum Großteil auf der „*European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*“ in den Jahren 2008 und 2009 präsentiert [174, 183]. Ziel der vorgestellten Untersuchungen war es herauszufinden, wie sich die nasschemische Reinigung einer Solarzelle vor deren Beschichtung mit $a\text{-SiN}_x\text{:H}$ auf die Zellparameter auswirkt. Dies geschah vor dem Hintergrund, dass, wie in Kapitel 4 gezeigt, die Reinigung der Waferoberfläche für die Passivierung von großer Bedeutung ist. In den im Folgenden geschilderten Versuchen wurde geprüft, inwieweit die Zellvorderseite von diesen Reinigungsschritten beeinflusst wird. Nach Green und Blakers [184] sind sowohl die spektrale Empfindlichkeit im Kurzwelligen als auch die Leerlaufspannung stark von den Eigenschaften des Emitters und seiner Oberfläche abhängig. Tool et al. [185] konnten zeigen, dass es möglich ist, die Effizienz einer Solarzelle durch eine angepasste Reinigung vor der Beschichtung mit Siliziumnitrid zu steigern.

In einem ersten Experiment wurden multikristalline Siliziumwafer mit einer Kantenlänge von 125 mm, einer Dicke von 330 μm vor der Sägeschadentfernung und einer Basisdotierung von 0.5 bis 2.5 $\text{Ohm}\cdot\text{cm}$ aus Nachbarpositionen einer Säule entsprechend dem in Kapitel 3 vorgestellten Standardprozess bis einschließlich zur Entfernung des Phosphorglases verarbeitet. Der Emitterschichtwiderstand betrug etwa 49 $\text{Ohm}/\text{sq.}$, die Bestimmung der Schichtwiderstände erfolgte für alle Experimente mit einem der in [186] vorgestellten Messplätze des LSC Gelsenkirchens. Nach der Phosphorglasentfernung wurden die Wafer in fünf Gruppen aufgeteilt und entsprechend den in Tabelle 1.1 aufgeführten Reinigungen unterzogen.

Dabei entsprechen die Schritte in 1 %iger HF-Lösung einer Entfernung von Siliziumoxid von der Waferoberfläche, während die Behandlung in Salpetersäure und in den beiden RCA-Lösungen [175] zu einer nasschemischen Oxidation der Oberfläche führt. Diese Reinigungen verursachen daher durch Oxidation und Oxidentfernung einen Materialabtrag (in der Größenordnung einiger Nanometer) von der Siliziumoberfläche. Die Geschwindigkeit der Oxidation sowie die resultierende Oberflächenrauigkeit hängen dabei von der gewählten Temperatur und Dauer und von der Art des Oxidationsmittels ab [176, 187, 188].

Nach der Reinigung erfolgten die Beschichtung mit Antireflex $a\text{-SiN}_x\text{:H}$ sowie die Kontaktierung mittels Siebdruck und die Kantenisolation. Die Ergebnisse der Hellkennlinienmessungen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Tabelle 5.1: Die verwendeten Reinigungen, nach jedem Chemieschritt wurde die Proben mit DI-Wasser gespült.

	Schritt 1	Schritt 2	Schritt 3	Schritt 4	Schritt 5
Reinigung HF		1 min, HF 1 %, 25 °C			
Reinigung HNF heiß	10 min, HNO ₃ 69 %, 75 °C	1 min, HF 1 %, 25 °C	10 min, HNO ₃ 69 %, 75 °C		
Reinigung HNF kurz	2 min, HNO ₃ 69 %, 25 °C	1 min, HF 1 %, 25 °C	2 min, HNO ₃ 69 %, 25 °C		
Reinigung HNF lang	10 min, HNO ₃ 69 %, 75 °C	1 min, HF 1 %, 25 °C	10 min, HNO ₃ 69 %, 75 °C	1 min, HF 1 %, 25 °C	10 min, HNO ₃ 69 %, 75 °C
Reinigung RCA	10 min, RCA 1, 80-85 °C	15 s, HF 1 %, 25 °C	10 min, RCA 2, 80-85 °C	15 s, HF 1 %, 25 °C	

Die besten Füllfaktoren und Effizienzen erzielten die Solarzellen, die der bei Raumtemperatur ablaufenden schnellen Reinigung „HNF kurz“ unterzogen worden waren. Bei Betrachtung der Stromdichte und der Leerlaufspannung finden sich die höchsten Werte für die RCA-Reinigung, während die Zellen, die lediglich den HF-Dip durchliefen, die niedrigsten J_{SC} und V_{OC} Werte aufweisen.

Tabelle 5.2: Gemittelte Zellergebnisse und Standardabweichung in Abhängigkeit von der Reinigung. Für die Mittelwertbildung wurden Zellen mit einem Wirkungsgrad unter 14 % nicht berücksichtigt. In Klammern ist die Anzahl der Zellen pro Reinigung angegeben.

Reinigung	Eff. / %	FF / %	$J_{SC} / mA\ cm^{-2}$	V_{OC} / mV
HF (7)	14.5 ± 0.4	75.5 ± 1.8	31.6 ± 0.1	606.2 ± 0.8
HNF heiß (11)	15.0 ± 0.4	75.4 ± 2.0	32.6 ± 0.1	611.5 ± 1.6
HNF kurz (13)	15.1 ± 0.5	76.5 ± 2.5	32.3 ± 0.1	609.1 ± 1.2
HNF lang (12)	15.0 ± 0.6	74.9 ± 2.9	32.8 ± 0.2	611.2 ± 1.7
RCA (11)	14.9 ± 0.3	73.4 ± 1.8	33.1 ± 0.2	612.0 ± 2.1

Die generell niedrigen Füllfaktoren bei allen Gruppen wurden einem Serienwiderstandsproblem zugeschrieben, das weiter unten ausführlich behandelt wird⁴⁷. Im Folgenden konzentriert sich die Diskussion der Ergebnisse aus Tabelle 1.2 auf den Vergleich von Leerlaufspannung und Kurzschlussstromdichte. Beide Parameter sind mit ihren Standardabweichungen in Abbildung 5.1 über die durchgeführte Reinigung aufgetragen. Ausgehend von der graphischen Auftragung wird noch einmal die Tendenz zu besseren Werten mit einer intensiveren Reinigung des Wafers, sei es durch längere Oxidationszeiten bei höheren Temperaturen (Vergleich von Reinigung „HNF kurz“ zu Reinigung „HNF heiß“) oder durch mehr Reinigungsschritte (Vergleich der Stromdichte von Reinigung „HNF heiß“ zu Reinigung „HNF lang“), vor der Beschichtung mit dem Antireflex-SiN_x deutlich.

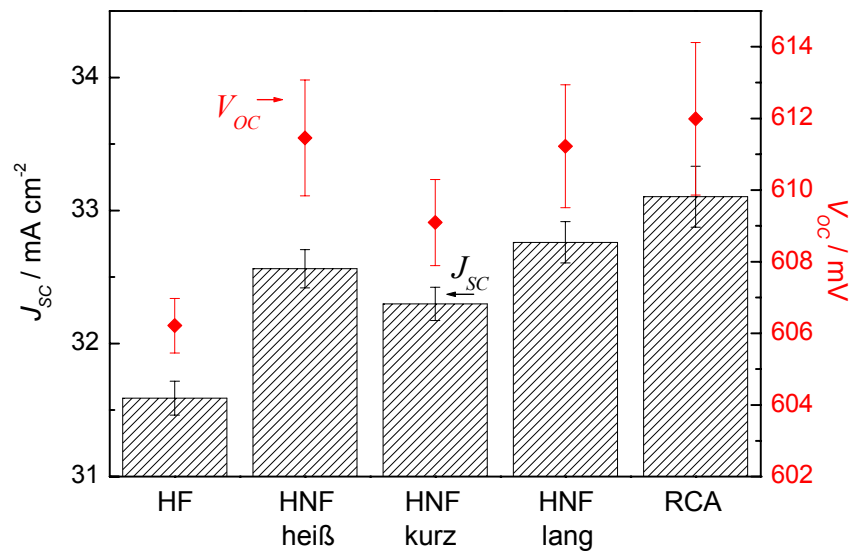


Abbildung 5.1: Stromdichte und Leerlaufspannung in Abhängigkeit von der durchgeführten Reinigung. Die Standardabweichungen sind als Fehlerbalken ebenfalls gezeigt.

Diese Ergebnisse deuten daher darauf hin, dass die RCA-Reinigung einen deutlich höheren Reinigungseffekt besitzt als die Reinigungen mit Oxidation in Salpetersäure. Im Vergleich mit der Reinigung „HF“ findet sich ein Absolutgewinn von 1.5 mA/cm^2 für J_{SC} und annähernd 6 mV für die Leerlaufspannung.

Einen ersten Hinweis auf die Ursache der niedrigen Füllfaktoren und ihrer Tendenz, sich mit Ausnahme der HF-Gruppe mit steigendem Gewinn in V_{OC} und J_{SC} weiter zu reduzieren, lieferten orts aufgelöste Messungen des Serienwiderstands mit CELLO. In Abbildung 5.2 sind entsprechende Maps zweier Solarzellen gezeigt. Eine dieser Zellen durchlief die Reinigung „HNF kurz“, die andere wurde der RCA-Reinigung unterzogen.

⁴⁷ Die niedrigen Füllfaktoren der HF-Gruppe sind mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine nicht ausreichende Feuertemperatur zurückzuführen. Dies kann aus den weiter unten vorgestellten Ergebnissen einer Feueranpassung auf unterschiedlich gereinigten Wafern geschlossen werden.

Deutlich zu erkennen ist der lokal erhöhte Serienwiderstand bei der Zelle aus der RCA-Gruppe.

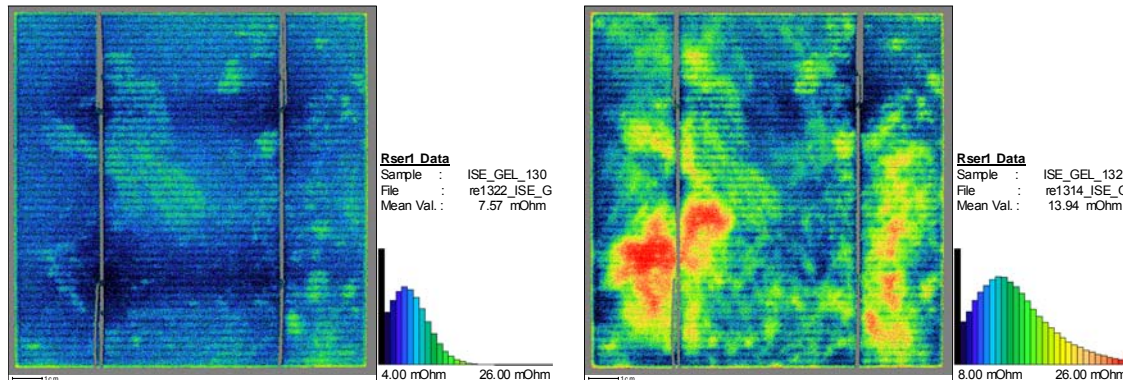


Abbildung 5.2: Serienwiderstandsbilder zweier Solarzellen aus Experiment 5.1. Links eine Zelle aus der Gruppe HNF kurz, rechts eine Zelle aus der RCA-Gruppe. Man beachte die leicht unterschiedliche Skalierung.

Ohne die Serienwiderstandsproblematik würden die Zelleffizienzen dem gleichen Trend folgen wie J_{SC} und V_{OC} . In Abbildung 5.3 sind die aus Suns V_{OC} -Messungen [133, 189] erhaltenen Pseudoeffizienzen PE_{eff} gezeigt. Für die Berechnung wurden die aus den Hellkennlinienmessungen gewonnen Kurzschlussstromdichten verwendet.

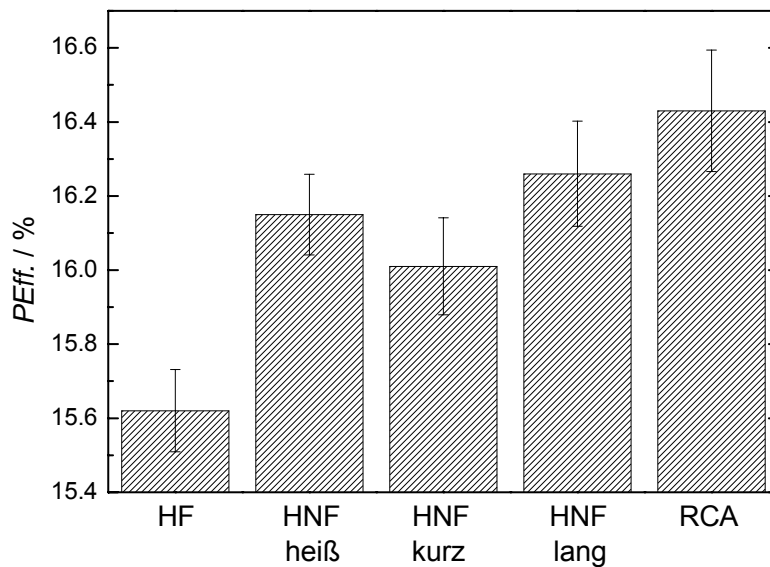


Abbildung 5.3: Pseudoeffizienzen und Standardabweichung aufgetragen über die Reinigung.

Um den Mechanismus der Zellverbesserung genauer zu untersuchen, wurde von einigen Zellen aus jeder Reinigungsgruppe die interne Quanteneffizienz bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die Kurven lediglich im kurzwelligen – blauen – Bereich unterscheiden.

Wie für die Kurzschlussstromdichte und V_{OC} zeigen die Zellen aus der RCA-Reinigung auch die höchsten IQE-Werte. Die Zellen, die die Reinigungen „HNF heiß“ und „HNF lang“ durchliefen, zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf, während die HF-Dip-Zel-

len eine deutlich schlechtere Quanteneffizienz im Kurzwelligen besitzen. Sogar die Zellen aus der Raumtemperaturreinigung „HNF kurz“ weisen im Vergleich mit letzteren eine bessere Ausbeute auf.

Die klaren Unterschiede zwischen den einzelnen Reinigungen im Bereich kleiner Wellenlängen ermöglichen eine Zuordnung des Stromgewinns zu deutlich verbesserten Emittiereigenschaften durch intensive Reinigung des diffundierten Wafers.

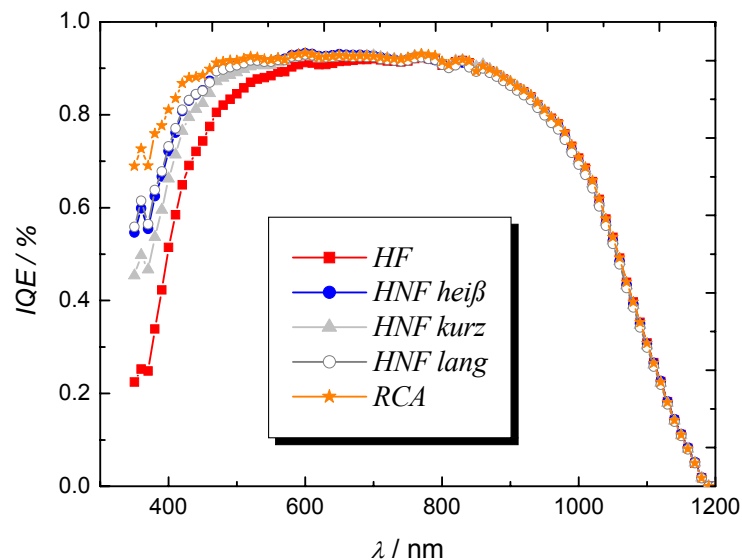


Abbildung 5.4: Interne Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge und der durchgeführten Reinigung. Gezeigt sind gemittelte Kurven von je drei Solarzellen pro Gruppe.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen einer Lebensdaueruntersuchung an Floatzonewafern mit $a\text{-SiN}_x\text{:H}$ Passivierung nach den Reinigungen „HNF heiß“ und RCA aus Kapitel 4.3 zeigt, dass die RCA-Reinigung auch die höchsten effektiven Lebensdauern nach einem Hochtemperaturschritt auf p-dotiertem Silizium liefert. Dieses Experiment zeigte darüber hinaus eine Abhängigkeit der Lebensdauer von der Oberflächenkonditionierung der Proben.

Einfluss der Reinigung auf die Phosphoroberflächenkonzentration

Zur Untersuchung der Oberflächenphosphorkonzentration wurden zusätzlich Czochralski-Wafer diffundiert. Einer der Wafer wurde anhand eines optisch möglichst homogenen Phosphorglases ausgewählt und aus diesem mehrere kleine Proben herausgeschnitten. Im Anschluss wurde das Phosphorglas von diesen Proben entfernt und die Proben jeweils einem der Reinigungsprozesse unterworfen. Am Lehrstuhl für Materialverbunde des Instituts für Materialwissenschaft der Universität Kiel erfolgte dann mit-

tels XPS⁴⁸ [190] eine Untersuchung der Phosphorkonzentration in den obersten Nanometern des Emitters. Eine tiefenabhängige Messung war über den Abtrag von Emittmaterial mittels Ar-Sputtern möglich.

Nur für die Probe aus der HF-Reinigung konnte eine signifikante Phosphorkonzentration von der oxidierten Oberfläche (ungefähr 2 at%) bis in eine Tiefe von etwa 6 nm (ungefähr 5.8 at%) festgestellt werden. Auf der „HNF kurz“ Probe fand sich noch direkt an der Oberfläche eine Konzentration von circa 0.93 at%, sämtliche andere Reinigungen hinterließen eine Oberflächenphosphorkonzentration unterhalb der Nachweisgrenze. Diese beträgt bei der Röntgenphotonenspektroskopie 0.2 at%, was $1 \cdot 10^{20}$ Phosphor-Atomen pro Kubikzentimeter entspricht. Das bedeutet, dass die Messung des gesamten Emittersprofils mit dieser Methode nicht möglich ist. Die XPS-Resultate befinden sich in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Ariza et al. [191], die eine Phosphorkonzentration von 4.5 at% an der Siliziumoberfläche nach Diffusion fanden und dies mit der Entstehung eines „dead layers“ (siehe dazu Kapitel 3) in Zusammenhang brachten.

5.2 Einfluss der Reinigung auf den Emitterschichtwiderstand

Um die Ursache des erhöhten Serienwiderstands und des damit einhergehenden erniedrigten Füllfaktor zu untersuchen, wurde in einem zweiten Experiment die Veränderung des Emitterschichtwiderstands durch die Reinigung überwacht. Des Weiteren wurde geprüft, ob die gewählten Reinigungsschritte die optimale Prozesstemperatur der Zellen beim Co-Feuern beeinflussen und ob sich der Einfluss der Reinigung auf die Zellparameter aus dem ersten Experiment mit den Unterschieden in der Oberflächenkonditionierung erklären lässt. Zu diesem Zweck wurden alle Reinigungen dieser Untersuchung mit einem HF-Dip beendet.

Tabelle 5.3: Übersicht über die im zweiten Teil des Experiments angewendeten Reinigungen. Um die Vergleichbarkeit von RCA-Reinigung und den HNF-Reinigungen zu erhöhen, wurden die Prozesstemperatur der RCA-Reinigung und die Länge des HF-Dips an die übrigen Prozesse angepasst.

	<i>Schritt 1</i>	<i>Schritt 2</i>	<i>Schritt 3</i>	<i>Schritt 4</i>
Reinigung HF				1 min, HF 1 %, 25 °C
Reinigung HNF kalt	10 min, HNO ₃ 69 %, 25 °C	1 min, HF 1 %, 25 °C	10 min, HNO ₃ 69 %, 25 °C	1 min, HF 1 %, 25 °C
Reinigung HNF heiß	10 min, HNO ₃ 69 %, 75 °C	1 min, HF 1 %, 25 °C	10 min, HNO ₃ 69 %, 75 °C	1 min, HF 1 %, 25 °C
Reinigung HN1F	10 min, HNO ₃ 69 %, 75 °C			1 min, HF 1 %, 25 °C

⁴⁸ Röntgen-Photoelektronenspektroskopie

Als Ausgangsmaterial dienten wiederum benachbarte multikristalline Wafer mit einer Kantenlänge von 125 mm. Die Dicke der Proben betrug 270 μm vor der Sägeschadentfernung, die Basisdotierung lag bei 0.5 bis 2.0 $\text{Ohm}\cdot\text{cm}$. Vor der Beschichtung mit $\text{a-SiN}_x\text{:H}$ wurde jeweils eine Gruppe Wafer einer der in Tabelle 5.3 aufgelisteten Reinigungen unterzogen.

Mit einem Teil der Wafer (je zwei Wafer pro Temperatur und Reinigung) wurde eine Feueranpassung durchgeführt: Die optimalen Temperaturen für das Co-Feuern variieren je nach Reinigung um bis zu 20 $^{\circ}\text{C}$, wobei ein größerer Temperaturraum in diesem Fall nicht untersucht wurde. Besonders deutlich ist der Unterschied zwischen „HF“ und „HNF heiß“. Für erstere verbessern sich alle Zellparameter mit steigender Temperatur, für letztere dagegen verschlechtern sie sich. Ausgehend von diesem Vorexperiment wurde zur Prozessierung der übrigen Proben für die Zellen der Reinigungen „HNF heiß“ und „HN1F“ eine Spitzentemperatur von 840 $^{\circ}\text{C}$ gewählt, für Reinigung „HNF kalt“ eine Temperatur von 850 $^{\circ}\text{C}$ und für die HF-Reinigung die höchste Temperatur von 860 $^{\circ}\text{C}$.

Die gemittelten Ergebnisse des Kurzschlussstroms, der Leerlaufspannung, sowie des Füllfaktors und der Zelleffizienz der bei den ausgewählten Temperaturen prozessierten Gruppen sind in Abbildung 5.5 mit den entsprechenden Standardabweichungen dargestellt.

In Übereinstimmung mit den oben gezeigten Ergebnissen finden sich auch in diesem Reinigungsexperiment die höchsten J_{SC} und V_{OC} -Werte für die intensivste Reinigung bezüglich Temperatur und Dauer der Oxidationsschritte (Reinigung „HNF heiß“). Die niedrigsten Strom- und Spannungswerte finden sich wieder bei Reinigung „HF“. Wie schon in der ersten Untersuchung zeigen die Füllfaktoren, die hier generell deutlich höher ausfielen, einen dazu umgekehrten Trend mit dem höchsten Wert für die Zellen aus der HF-Dip Reinigung und dem niedrigsten auf die Reinigung „HNF heiß“ folgend. Die höchsten Zelleffizienzen werden daher nicht für die Reinigung „HNF heiß“ erhalten, sondern für die Reinigung „HN1F“, die im Vergleich etwas geringere J_{SC} und V_{OC} Werte liefert, aber einen besseren Füllfaktor besitzt.

Da sich die gleichen Trends wie im oben geschilderten Experiment ergeben – mit Ausnahme der Füllfaktoren der HF-Gruppe, die hier durch das Anpassen der Feuertemperatur deutlich besser ausfallen – kann zudem davon ausgegangen werden, dass die Oberflächenkonditionierung für die beobachteten Tendenzen nicht von entscheidender Bedeutung ist.

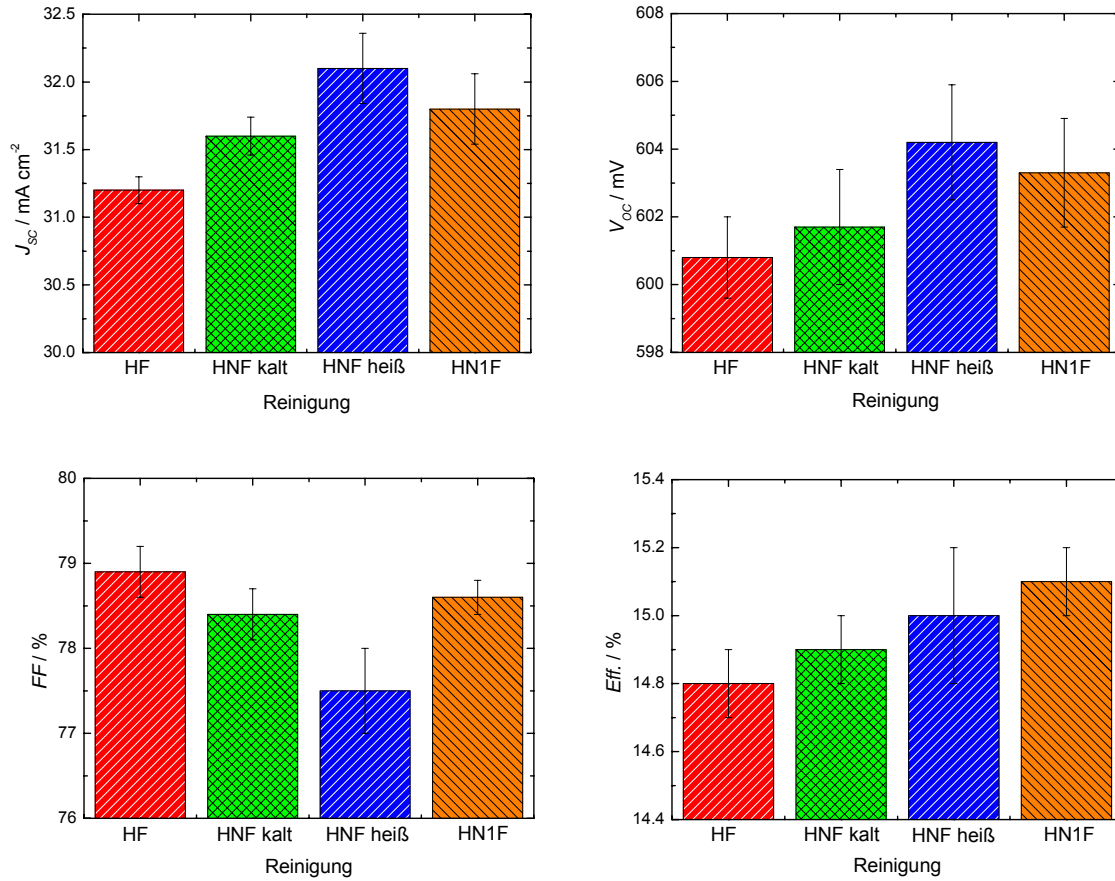


Abbildung 5.5: Gemittelte Zellparameter und Standardabweichungen über der Reinigung aufgetragen.

Auch die Zuschreibung des Stromgewinns zu einer Verbesserung des Emitters wurde durch IQE -Messungen, gezeigt in Abbildung 5.6 bestätigt: Je intensiver die Reinigung, umso höher die Quanteneffizienz im niedrigen Wellenlängenbereich.

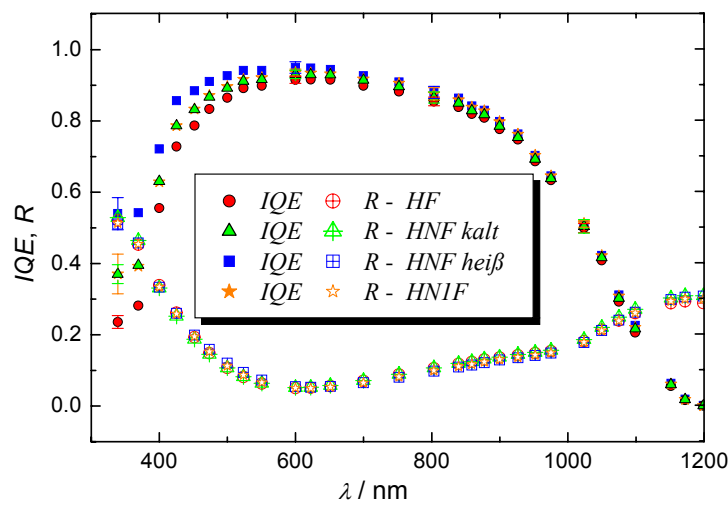


Abbildung 5.6: Gemittelte wellenlängenabhängige interne Quanteneffizienz und Reflexion für mehrere Zellen pro Reinigung aus der Untersuchung 5.2. Die Standardabweichung der IQE -Werte ist für 339, 600, 803.2 und 1023.6 nm eingezeichnet.

In Abbildung 5.7 ist die Veränderung des Emitterschichtwiderstands durch die ersten vier Reinigungen aus Tabelle 5.3 dargestellt (jeweils 3 Zellen pro Gruppe). Hier wird deutlich, dass ρ_{sheet} dem gleichen Trend folgt wie J_{SC} , V_{OC} und die IQE bei kurzen Wellenlängen. Die „HNF heiß“ Reinigung führt zum deutlichsten Anstieg von etwa 3 Ohm/sq.

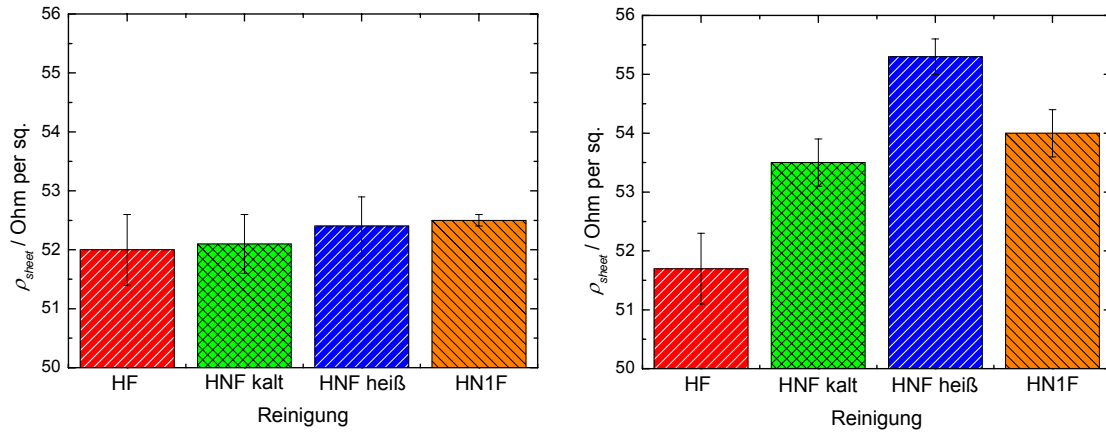


Abbildung 5.7: Schichtwiderstand vor und nach den entsprechenden Reinigungsprozessen aus Untersuchung 5.2.

In einem weiteren Experiment wurde der Einfluss bestimmter Reinigungen auf unterschiedliche Emitterschichten untersucht. Dabei handelte es sich einerseits um am Inline-Diffusionsofen des LSC Gelsenkirchens hergestellte Emitterschichten [104, 192, 193] mit einem Schichtwiderstand von 45 und 65 Ohm/sq (Emitterschichten A und C) und andererseits um einen ebenfalls 45 Ohm/sq Emitterschicht aus einer POCl_3 -Diffusion⁴⁹ (Emitterschicht B) des ISE in Freiburg. Als Ausgangsmaterial dienten benachbarte multikristalline Wafer mit 125 mm Kantenlänge, einem Basiswiderstand von 0.5 bis 1 Ohm-cm und einer Dicke von 200 μm vor der Sägeschadentfernung. Der experimentelle Ablauf ist in Abbildung 5.8 skizziert. Vor der Diffusion B erhielten die Wafer am ISE Freiburg noch einen zusätzlichen HF-Dip.

Um möglichst deutliche Unterschiede zwischen den Reinigungen zu erhalten, wurden die Reinigungen „HNF kalt“ und RCA ausgewählt, zumal erstere darüber hinaus als Reinigung im Standardprozess des LSC Gelsenkirchens verwendet wird. Zusätzlich wurde an den Emitterschichten A und B untersucht, wie es sich auf die Zellergebnisse auswirkt, wenn nach der Entfernung des Phosphorglases überhaupt keine weitere Reinigung vorgenommen wird.

⁴⁹ Im Unterschied zur Durchlaufdiffusion wird beim POCl_3 -Verfahren jeweils eine Wafergruppe in ein Quarzboot gesetzt und in einen Röhrenofen gefahren. In den Ofen wird bei Diffusionstemperatur POCl_3 eingelassen. Die Eindiffusion des Phosphors erfolgt homogen auf beiden Seiten des Wafers. Aufgrund der längeren Verweildauer der Wafer in heißer Umgebung wird der POCl_3 -Diffusion oft eine besserer Gettereffekt (siehe Kapitel 3) sowie ein tieferes Emitterschichtprofil und damit eine höhere Zellqualität zugeschrieben.

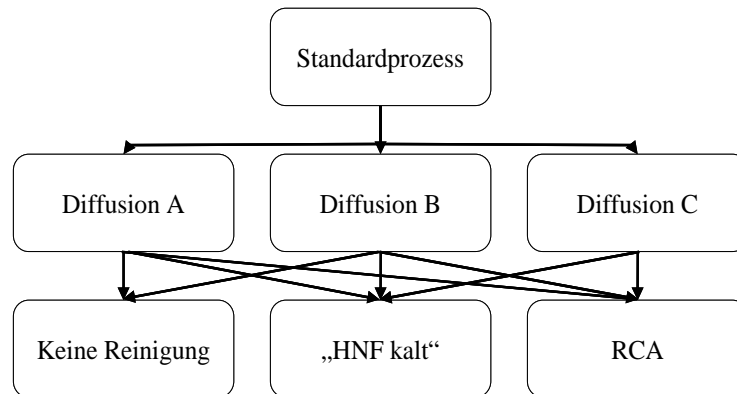


Abbildung 5.8: Schematischer Ablauf des Experiments mit verschiedenen Emittiern und ausgewählten Reinigungen. Das Entfernen des Phosphorglases in 5 %iger HF-Lösung für 5 min zwischen Diffusion und Reinigung ist nicht gezeigt.

Nach dem Reinigungsschritt wurden die Wafer wieder entsprechend dem Standardprozess verarbeitet, wobei ebenfalls eine Feueranpassung hinsichtlich der verschiedenen Emitter stattfand.

Der höherohmige Emitter C wurde daraufhin bei einer 15 °C geringeren Feuertemperatur als die Emitter A und B prozessiert. Im Anschluss wurden die Hellkennlinien sowie die Quanteneffizienzen aufgenommen.

Für eine genauere Untersuchung der Schichtwiderstandsveränderung – Skizze des Versuchablaufs in Abbildung 5.9 – wurden zusätzliche Wafer mit den Diffusionen A und C prozessiert. Bei jeweils acht Wafern pro Emitterschichtwiderstand erfolgte eine Bestimmung des Schichtwiderstands nach einer, drei und fünf Minuten Phosphorglasätzen in 5 %iger HF-Lösung. Von jedem Schichtwiderstand wurden im Anschluss zwei Gruppen gebildet und diese den Reinigungen „HNF kalt“ und RCA unterzogen. Abschließend wurde der Schichtwiderstand erneut gemessen [193].

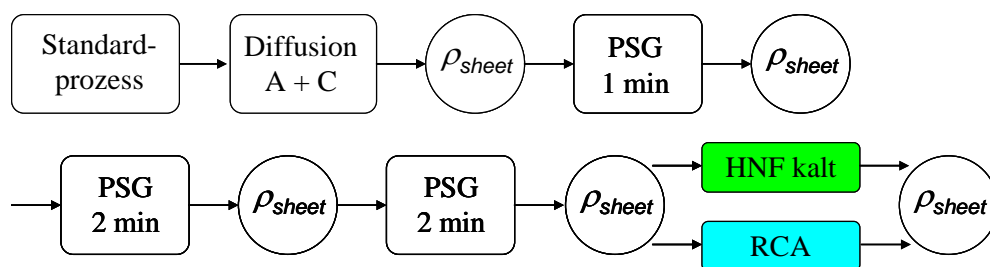


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung der Schritte des Schichtwiderstandsexperiments.

Die Ergebnisse der Schichtwiderstandsmessungen sind in Abbildung 5.10 gezeigt. Während des Phosphorglasätzens steigt ρ_{sheet} um maximal etwa 1 Ohm/sq an. Reinigung „HNF kalt“ führt auf beiden Emittern zu einer Steigerung des Schichtwiderstands um etwa 2 bis 3 Ohm/sq. Bei der RCA-Reinigung ist ein noch deutlicherer Anstieg zu erkennen, auf dem 45 Ohm/sq Emitter um etwa 5 Ohm/sq, auf dem 65 Ohm/sq um über

10 Ohm/sq. Diese Erhöhung des Schichtwiderstands ist ein klarer Hinweis auf die Entfernung von Emittermaterial durch die Reinigungsprozesse.

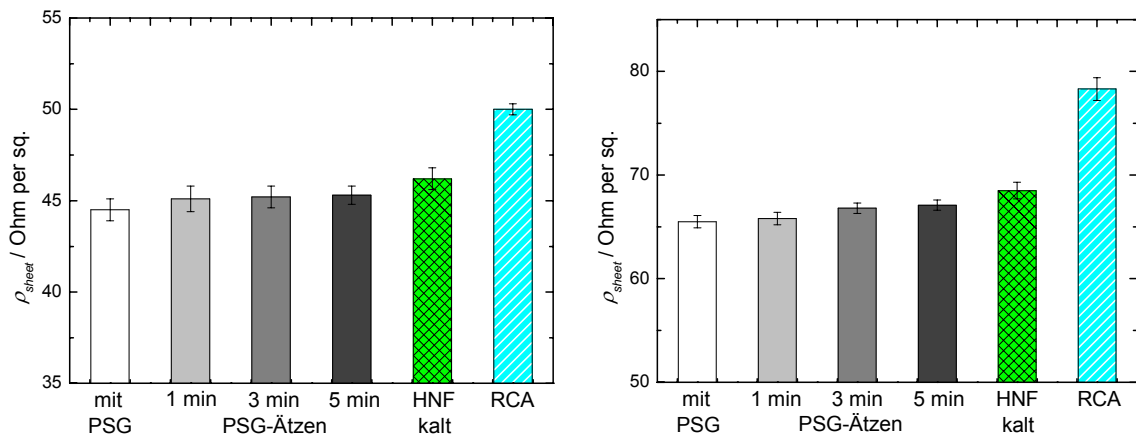


Abbildung 5.10: Veränderung des Emitterschichtwiderstands durch Phosphorglasätzen und verschiedene nass-chemische Reinigungen.

Diese drastische Änderung des Schichtwiderstands wirkt sich erwartungsgemäß auf das Kontaktierungsverhalten der Solarzellen aus. Dies deutete sich bereits in den unterschiedlichen optimalen Co-Feuerungstemperaturen für den gleichen Emmitter nach unterschiedlichen Reinigungen an. In Tabelle 5.4 sind die gemittelten Zellergebnisse für die untersuchten Emmitter und Reinigungen zusammengestellt. Wie aus den Schichtwiderstandsmessungen zu erwarten, zeigen Solarzellen mit Emmitter C nach der RCA-Reinigung einen deutlich reduzierten Füllfaktor.

Tabelle 5.4: Zellergebnisse mit Standardabweichungen für die Emmitter A, B und C nach verschiedenen Reinigungen. Die Anzahl der Zellen pro Gruppe sind in Klammern angegeben.

	$J_{SC} / \text{mAcm}^{-2}$	V_{OC} / mV	$FF / \%$	$Eff. / \%$
A-HNF kalt (6)	31.6 ± 0.2	601.2 ± 1.2	78.3 ± 0.5	14.9 ± 0.1
A-RCA (6)	31.9 ± 0.3	601.8 ± 3.2	77.4 ± 0.5	14.8 ± 0.3
A-keine (8)	31.2 ± 0.1	601.8 ± 2.5	78.9 ± 0.2	14.8 ± 0.1
B-HNF kalt (3)	32.4 ± 0.2	605.2 ± 1.2	77.7 ± 0.6	15.2
B-RCA (6)	32.6 ± 0.2	606.2 ± 1.5	76.6 ± 0.9	15.1 ± 0.1
B-keine (6)	31.9 ± 0.2	602.4 ± 2.8	77.9 ± 0.6	15.0 ± 0.3
C-HNF kalt (11)	32.2 ± 0.2	602.8 ± 3.0	76.0 ± 1.0	14.7 ± 0.3
C-RCA (9)	32.0 ± 0.5	602.8 ± 3.4	68.1 ± 2.4	13.1 ± 0.5

Vor der genaueren Betrachtung der Zellparameter muss allerdings angemerkt werden, dass während der Beschichtung mit Antireflex-SiN_x ein Homogenitätsproblem auftrat. Dies führte dazu, dass Zellen auf den Eckpositionen der Abscheideplatten deutlich

schlechtere Ergebnisse lieferten. Diese Zellen wurden daher für die Auswertung nicht berücksichtigt und der Probenumfang so reduziert. Ein weiterer Effekt, der auf die SiN_x -Abscheidung zurückgeführt wird, ist die große Schwankung in den V_{OC} -Daten (siehe auch deren große Standardabweichungen). Die in Tabelle 5.4 zusammengefassten Ergebnisse zeigen, dass auch POCl_3 -Emitter in gleicher Weise wie die vorher untersuchten Emitter auf die Reinigungen reagieren. Intensive Oxidationsschritte führen ebenso zu einer ausgeprägteren Erhöhung des Kurzschlussstroms.

Da die höherohmigen Emitter der Gruppe C insbesondere nach Reinigung 5 von ausgeprägten Füllfaktorproblemen (hervorgerufen von einem hohen Serienwiderstand und teilweise auch von einem erniedrigten Parallelwiderstand) betroffen sind, können sie nicht direkt mit den Emitttern A und B verglichen werden. Abbildung 5.11 zeigt Serienwiderstandsbilder ausgewählter Zellen, berechnet aus Photolumineszenzmessungen. Deutlich zu erkennen ist der stark erhöhte Serienwiderstand durch die RCA-Reinigung des Emitters C in Abbildung 5.11 d).

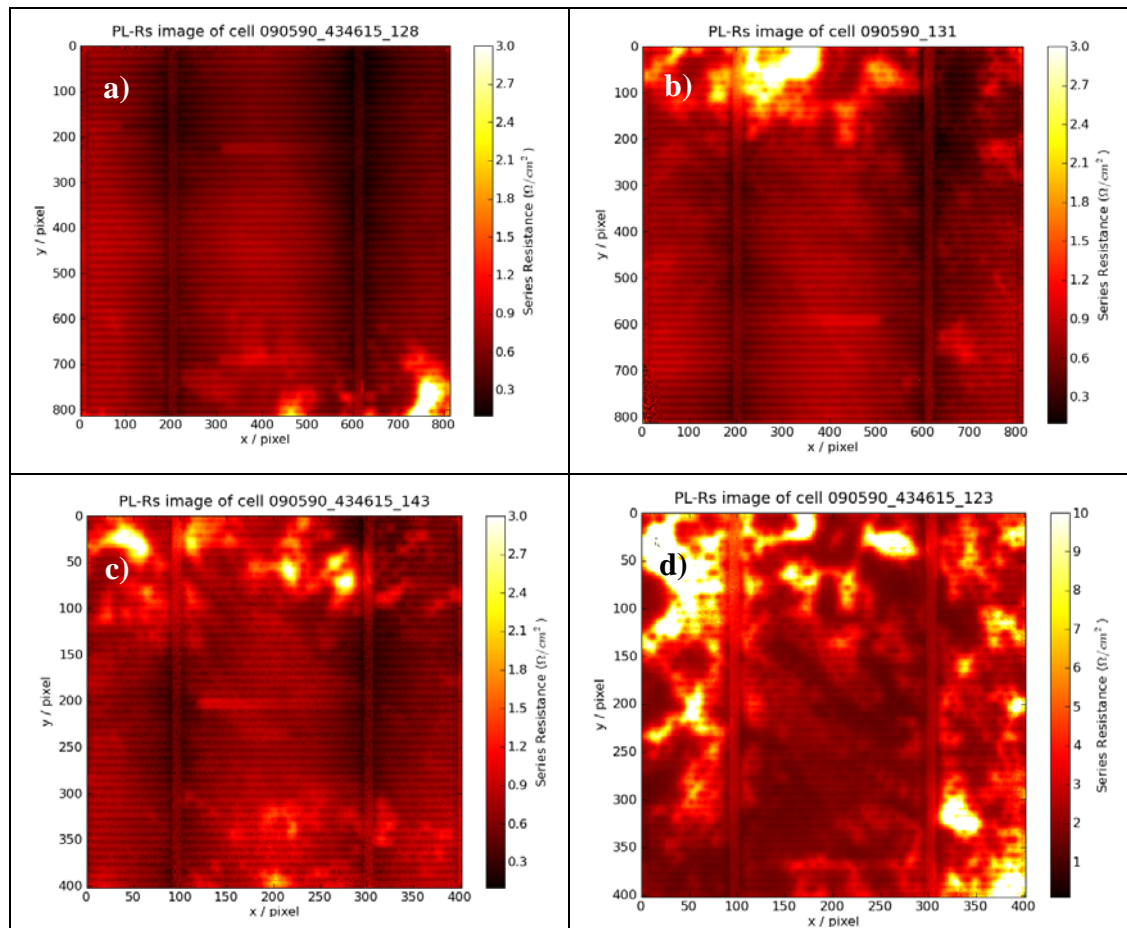


Abbildung 5.11: Aus Photolumineszenzmessungen gewonnene Bilder des ortsaufgelösten Serienwiderstands auf ausgesuchten Zellen. a) Emitter A ohne Reinigung, b) Emitter A und HNF kalt Reinigung, c) Emitter A und RCA Reinigung, d) Emitter C und RCA-Reinigung (man beachte bei diesem Bild die abweichende Skalierung).

Die lokale Serienwiderstandsverteilung der Zellen aus Abbildung 5.11 wurde zusätzlich mit der CELLO-Technik vermessen. In Abbildung 5.12 ist ein Ausschnitt aus dem Topogramm der Zelle aus Abbildung 5.11 d) gezeigt, die ursprünglich einen 65 Ohm/sq Emitter besaß und einer RCA-Reinigung unterzogen wurde.

Neben der großen Übereinstimmung der mit den verschiedenen Methoden erhaltenen Serienwiderstandsbilder fallen in Abbildung 5.12 die kleinen punktatigen Strukturen mit niedrigerem Widerstand an den Fingern der Vorderseitenmetallisierung auf.

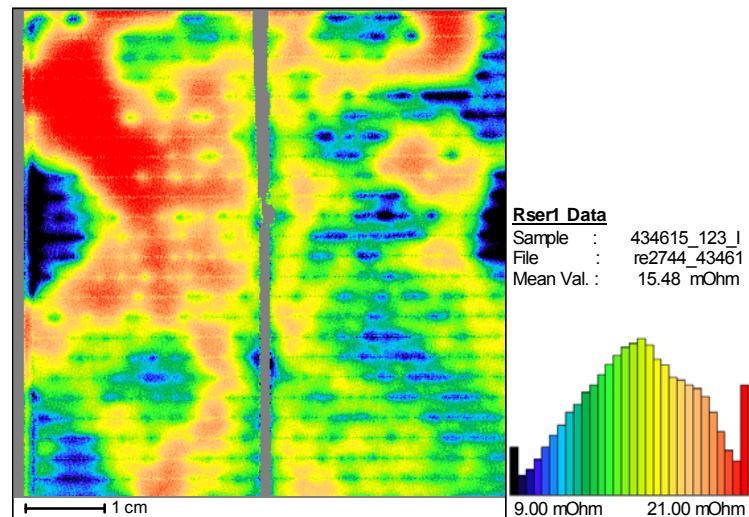


Abbildung 5.12: Ausschnitt eines CELLO-Serienwiderstandstopogramms. Gezeigt ist eine Vergrößerung des linken oberen Viertels der Solarzelle aus Abbildung 5.11 d).

Diese Punkte verbreitern sich an einigen Stellen des Topogramms zu Bereichen reduzierten Serienwiderstands. Die Tatsache, dass der Serienwiderstand derart von den Kontaktfingern beeinflusst wird, lässt darauf schließen, dass er bei dieser Zelle maßgeblich vom Kontaktwiderstand zwischen Metallisierung und Emitter abhängt. Da der Kontaktwiderstand wiederum von der Dotierkonzentration N_D des Emitters mitbestimmt wird [194] ist die räumliche Verteilung des Serienwiderstandes in den Topogrammen auf einen nicht vollkommen gleichmäßigen Abtrag durch die angewandten Reinigungen zurückzuführen.

5.3 Einfluss der Reinigung auf das Emitterprofil

Um den Einfluss der Reinigungen auf das Konzentrationsprofil der Emitter zu untersuchen, wurden Spreading Resistance Messungen [195, 196] an speziell hierfür hergestellten Proben in Auftrag gegeben. Zu diesem Zweck wurden „shiny etched“ Floatzone Wafer⁵⁰ zusammen mit den multikristallinen Wafern der Gruppen A und C diffundiert.

⁵⁰ Für diese Messmethode werden sehr glatte (auf einer nm-Skala) Oberflächen benötigt, da die Proben in einem sehr flachen Winkel angeschliffen werden und Unebenmäßigkeiten der Oberfläche zu Schwan-

Anschließend wurden die FZ Wafer halbiert, das Phosphorglas entfernt und einige der Hälften der Reinigung 2 oder 5 unterzogen. Anschließend wurden aus den gereinigten und ungereinigten Waferhälften geschnittene Proben zur Messung geschickt.

In Abbildung 5.13 sind Spreading Resistance Profile zweier 65 Ohm/sq Proben zu sehen. Beide stammen von demselben Wafer aus Diffusion C, eine Probe wurde allerdings der RCA-Reinigung unterzogen. Die aus den „*spreading resistance*“ Messungen erhaltenen Daten sollten allerdings nicht als absolute Werte auf die multikristallinen Proben übertragen werden, da sowohl das Diffusions- als auch das Ätzverhalten von mono- und multikristallinem Material unterschiedlich ist [197, 198]. Dies zeigte sich bereits in den Schichtwiderständen der FZ-Proben nach der Diffusion, die um einige Ohm/sq unter denen der multikristallinen Wafern lagen, obwohl sie mit diesen gemeinsam diffundiert wurden.

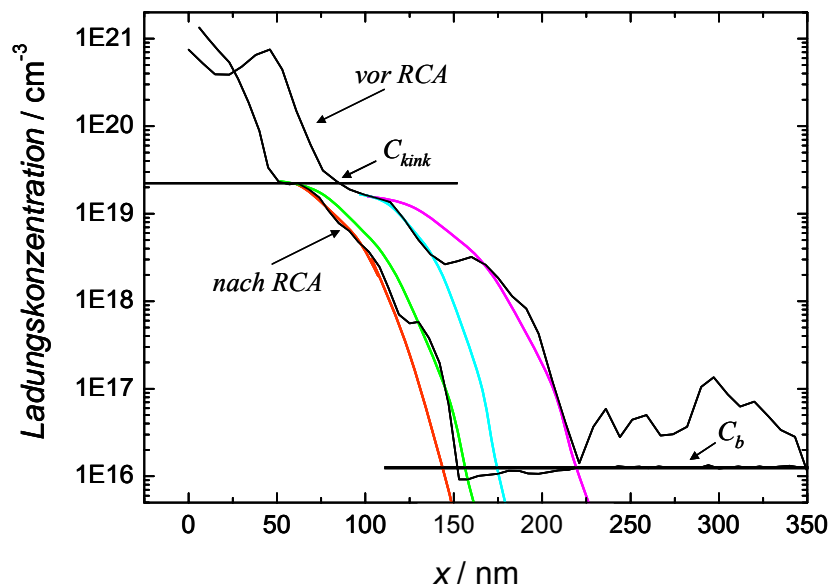


Abbildung 5.13: Konzentration-Tiefe-Profil aus Spreading Resistance Messungen an zwei 65 Ohm/sq Proben, einmal vor, einmal nach RCA-Reinigung. Von jeder Probe wurden zwei Profile an unterschiedlichen Stellen gemessen und für diese Auftragung gemittelt. Für beide Profile sind mögliche Tiefenverläufe eingezeichnet. Die Volumenladungsträgerkonzentration C_b und die Konzentration im kink-Bereich C_{kink} sind ebenfalls vermerkt.

Da die Ladungsträgerkonzentration (und damit die Konzentration der elektrisch aktiven Dotieratome) generell bei diesen Messungen laut beauftragtem Labor mit einem Fehler von mindestens 20 %⁵¹ behaftet ist und darüber hinaus die Daten aufgrund der nicht idealen Oberflächen zusätzlich streuen, konzentriert sich die Diskussion des Messergebnisses auf die ermittelten Tiefen der Emitter, für die ein Messfehler von 5 % angenommen

kungen in der Tiefenbestimmung führen. Es stellte sich heraus, dass auch die vom Hersteller nass-chemisch spiegelnd polierten Wafer noch zu uneben für eine akurate Messung waren.

⁵¹ Die Ungenauigkeit in der Konzentrationsbestimmung zeigt sich auch an Werten über $1 \cdot 10^{21}$, die wie unten dargelegt, weit über der maximalen Löslichkeit von Phosphor in Silizium liegen.

wird. Eine zusätzliche Fehlerquelle ist in Abbildung 5.13 gezeigt: In die gemittelten Kurven sind im „tail“-Bereich unterschiedliche Kurvenverläufe denkbar, so dass Abträge von 80 bis 20 nm möglich erscheinen. Die Ladungsträgerkonzentration im „kink“-Bereich C_{kink} ist für beide Profile etwa gleich groß. Verschiebt man die beiden Kurven so, dass diese Bereiche übereinanderliegen, so ergibt sich aus der Verschiebung eine Verringerung der Emittiertiefe um 25 nm durch die RCA-Reinigung des 65 Ohm/sq Emitters.

Eine weitere Möglichkeit zur Abtragsbestimmung ist eine Berechnung der „dead layer“-Breite aus Schichtwiderstandsmessungen. Bentzen et al. [108] konnten zeigen, dass der Schichtwiderstand ρ_{sheet} von Inline-Emittern (sie verwendeten einen Sprühprozess zum Aufbringen des phosphorhaltigen Dotierstoffs), maßgeblich von der Tiefe des „dead layers“ beziehungsweise von der Ausdehnung des hochdotierten Plateaus $d_{plateau}$ nach der empirischen Gleichung (5.1) bestimmt wird.

$$d_{plateau} \cong \frac{1}{\rho_{sheet}} \cdot 3.24 \cdot 10^{-6} \Omega m. \quad (5.1)$$

Für die gemessenen Schichtwiderstände aus Untersuchung 2b sind die nach Gleichung (5.1) berechneten Tiefen des „dead layers“ in Abbildung 5.14 gezeigt.

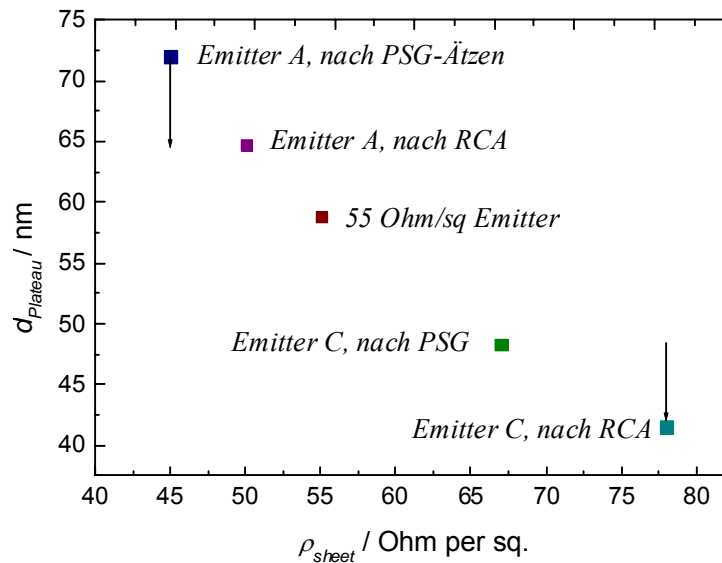


Abbildung 5.14: Berechnung der Ausdehnung des „dead layers“ für verschiedene, in den obigen Experimenten erhaltene Emittier, nach [108]. Die Pfeile deuten die Veränderung durch die RCA-Reinigung an.

Auch mit den Annahmen von Bentzen et al. ergeben sich deutliche Materialabträge durch die RCA-Reinigung von etwa 7 nm. Im Hinblick auf die Kontaktierbarkeit der Emittier ist auch der Unterschied in der Breite der hochdotierten Schicht zwischen dem 45 Ohm/sq Emittier A und dem 65 Ohm/sq Emittier C von Bedeutung, die um mehr als ein Drittel reduzierte Tiefe des „dead layers“ korrespondiert mit den Schwierigkeiten auf dem Emittier C gute Füllfaktoren zu erreichen.

Der vergleichsweise starken Materialabtrag durch die RCA-Reinigung kann auf das Ätzen von Silizium in der alkalischen RCA 1 Lösung zurückgeführt werden [199].

5.4 Einfluss des Photostroms, des Schichtwiderstands und des Kontaktwiderstands auf den Füllfaktor

Um abschließend die Beeinflussung des Füllfaktors durch die Größe des Photostroms, des Schichtwiderstands und des Kontaktwiderstands besser beurteilen zu können, wurde die Veränderung des Füllfaktors bei getrennter Variation dieser Parameter berechnet. Hierfür wurden zwei Programme (GridSiM_v11 zur Simulation von Vorderseitenkontakten und ein Programm zur 2-Dioden-Berechnung [200]) verwendet, mit dem einen wurde der Serienwiderstand für ein gegebenes Vorderseitenkontaktdesign mit verschiedenen Kontakt- und Emitterschichtwiderständen bestimmt, im anderen Programm der so erhaltene R_S zur Berechnung des Füllfaktors für verschiedene Kurzschlussstromdichten verwendet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Die Tabelle enthält die prozentualen Verluste des Füllfaktors bei der Variation je eines der Parameter im Vergleich zum jeweils besten Füllfaktorwert der entsprechenden Gruppe.

Tabelle 5.5: Relativer Verlust des Füllfaktors bei Variation des Kurzschlussstroms, des Kontakt- und des Schichtwiderstands. Der variierte Parameter ist **fett gedruckt**.⁵²

$J_{SC} /$ mA cm^{-2}	FF-Verlust / %	$\rho_C /$ $\text{mOhm}\cdot\text{cm}^2$	FF-Verlust / %	$\rho_{sheet} / \text{Ohm}$ per square	FF-Verlust / %
31.2	---	1.5	--	46	--
31.9	0.13	3.5	0.13	50	0.13
32.6	0.40	11	1.32	68	0.81
33.2	0.53	15	1.72	78	1.21

Für die Kurzschlussstromvariation wurden der Kontaktwiderstand ρ_C ($3.5 \text{ mOhm}\cdot\text{cm}^2$) und der Emitterschichtwiderstand ρ_{sheet} (46 Ohm/sq) konstant gehalten, für die Variation des Kontaktwiderstands [201] wurde ebenfalls ein 46 Ohm/sq Emitter angenommen bei einer Kurzschlussstromdichte von 31.9 mA/cm^2 . Die Variation des Emitterschichtwiderstands erfolgte bei einem erhöhten Kontaktwiderstand von $15 \text{ mOhm}\cdot\text{cm}^2$ und $J_{SC} = 33.2 \text{ mA/cm}^2$.

Von den variierten Parametern besitzt der Kontaktwiderstand den größten Einfluss auf den Füllfaktor, gefolgt vom Emitterschichtwiderstand, der den Serienwiderstand durch die Verringerung der Querleitfähigkeit negativ beeinflusst. Dagegen reicht die alleinige

⁵² Die Werte der Parameter entsprechen in diesem Kapitel erhaltenen Stromdichten und Schichtwiderständen. Die Kontaktwiderstände wurden in diesen Größenordnungen im Rahmen einer Masterarbeit am LSC Gelsenkirchen für 46 Ohm/sq Emitter (1.5 und 3.5 mOhm cm^2 , zwei verschiedene Pasten), sowie für 65 Ohm/sq ($11 \text{ mOhm}\cdot\text{cm}^2$) und 75 Ohm/sq Emitter ($15 \text{ mOhm}\cdot\text{cm}^2$) erhalten.

Erhöhung des Kurzschlussstroms als Erklärung für die Erniedrigung des Füllfaktors bei den Reinigungsexperimenten nicht aus. So würde sich bei den in Tabelle 5.4 vorgestellten Zellen am Beispiel der Gruppen „A-keine“ und „A-RCA“ aus der Steigerung von J_{SC} von 31.2 auf 31.9 mA/cm² rechnerisch lediglich eine Reduzierung des Füllfaktors von 78.9 auf 78.8 % ergeben, tatsächlich findet man aber einen Wert von $FF = 77.4$ %. Eine ähnliche Größenordnung erhält man, wenn man bei gegebenem Schichtwiderstand von zum Beispiel 46 Ohm/sq und einer Kurzschlussstromdichte von 31.9 mA/cm² den Kontaktwiderstand von 1.5 auf 15 mOhm·cm² verzehnfacht. In diesem Fall reduziert sich der Füllfaktor um 1.72 % relativ, was bezogen auf das Beispiel von oben einer Reduzierung des Füllfaktors auf 77.5 % entspricht. In der Realität des Experiments werden sich natürlich alle drei Parameter auf den Füllfaktor auswirken, die gezeigten Berechnungen ermöglichen aber eine Abschätzung, wessen Einfluss größer und wessen kleiner ist.

5.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass eine Reinigung des diffundierten Wafers mit (mehreren) Oxidationsschritten nach der Entfernung des Phosphorglases zu einer Erhöhung des Kurzschlussstroms und der Leerlaufspannung führt. Gleiche Tendenzen finden sich sowohl bei unterschiedlich hoch dotierten Emittern, als auch bei unterschiedlich erzeugten Emittern. Die Reinigungseffekte sind somit nicht auf den Emitter aus den Diffusionen am LSC Gelsenkirchen beschränkt. Darüberhinaus wurde dargelegt, dass der Stromgewinn bei intensiveren Reinigungen auf eine verbesserte Quanteneffizienz im blauen Wellenlängenbereich zurückzuführen ist, dagegen konnte ein Einfluss der Oberflächenkonditionierung nicht nachgewiesen werden.

Ferner fand sich ein Zusammenhang zwischen der Reinigung und dem Emitterschichtwiderstand: Je größer der Einfluss der Reinigung auf die Zellparameter, desto größer ist auch der Anstieg des Schichtwiderstandes durch die entsprechende Reinigung und desto geringer auch die Oberflächenphosphorkonzentration. Ein Vergleich von XPS-Messungen der Phosphoroberflächenkonzentration, von Emitterprofilen aus „*spreading resistance*“ Analysen sowie von den berechneten „*dead layer*“ Tiefen legt abschließend nahe, dass die entscheidende Ursache der beobachteten Effekte der Abtrag von Emitttermaterial sowie von elektrisch inaktivem Phosphor von der Oberfläche ist. Besonders hohe Abträge fanden sich für die RCA-Reinigung, die nicht nur auf Oxidation und Oxidentfernung zurückzuführen sind, sondern auch auf der Auflösung von Silizium in der alkalischen RCA 1-Lösung beruhen.

Die Reduzierung des Füllfaktors ist daher (zu einem großen Teil) auf einen erhöhten Kontaktwiderstand zurückzuführen. Für sehr hohe Schichtwiderstände beziehungsweise bei großen Änderungen des Schichtwiderstands durch eine Reinigung spielt aber auch die Verringerung der Querleitfähigkeit im Emitter [202] eine Rolle, die durch ein angepasstes Design der Vorderseitenkontakte berücksichtigt werden könnte.

Aus den Ergebnissen der Reinigungsuntersuchungen lassen sich einige Konsequenzen für die Zellprozessierung ableiten. Zunächst sollte das angestrebte Reinigungsverfahren bei der Auswahl der Diffusionsbedingungen mit einbezogen werden, damit sich am Ende der gewünschte Schichtwiderstand ergibt.

Insbesondere bei höherohmigen Emittern besteht die Gefahr, dass die Kontaktierung durch eine intensive Probenreinigung stark erschwert wird. In diesem Fall sollte die Feuertemperatur und eventuell auch das Kontaktdesign oder die Siebdruckpaste entsprechend ausgewählt werden. Nichtsdestotrotz ist es mit der „richtigen“ Reinigung möglich, den Kurzschlussstrom und die Leerlaufspannung zu steigern.

Für die weiteren Experimente mit rückseitenpassivierten Zellen ist zu berücksichtigen, dass für die Vorderseitenkontaktierung dünne Emitter vorliegen, was höchstwahrscheinlich zu verringerten Füllfaktoren führt. Ausgehend von den obigen Ergebnissen wurde daher generell auf einen Reinigungsschritt in RCA 1 Lösung verzichtet.

6 Rückseitenpassivierte Solarzellen

6.1 Solarzellsimulationen

Um den Einfluss der Rückseitenpassivierung beziehungsweise der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} auf Solarzellen unterschiedlicher Dicke d_W und Volumenlebensdauer τ_B abzuschätzen, wurde für verschiedene Kombinationen dieser Parameter der Geometriefaktor G_f (siehe Kapitel 2) berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.1 gezeigt.

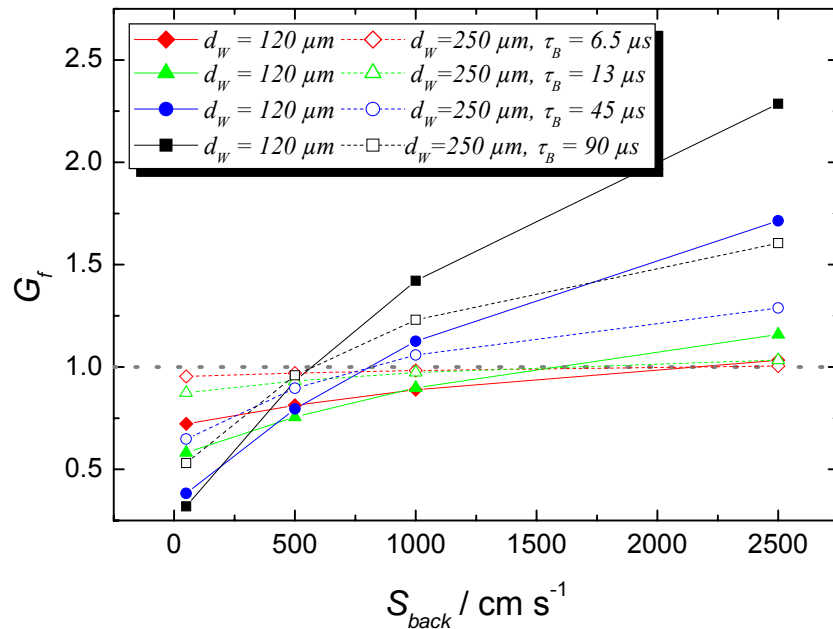


Abbildung 6.1:

Abhängigkeit des Geometriefaktors G_f von der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} , der Waferdicke d_W und der Volumenlebensdauer τ_B . $G_f = 1$, also der Wert des Geometriefaktors, bei dem keine Beeinflussung des Sättigungsstromes durch die Zellrückseite auftritt, ist zur Orientierung als graue gepunktete Linie eingezeichnet.

Deutlich zu erkennen ist der erwartete geringe Einfluss der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit auf Zellen der Dicke $250 \mu\text{m}$ und niedriger Volumenlebensdauern (nicht gefüllte Raute und Dreieck). Für Zellen besserer Materialqualität (45 und $90 \mu\text{s}$, nicht gefüllte Kreise und Quadrate) liegt bereits bei dieser Zelldicke ein Geometriefaktor deutlich kleiner als 1 für S_{back} -Werte unter 250 cm/s vor. Bei diesen Solarzellen ist der Geometriefaktor für Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten über 1000 cm/s größer als 1 und dementsprechend der Sättigungsstrom aus der Basis erhöht.

Eine Reduzierung der Waferdicke d_W auf $120\ \mu\text{m}$ – diese Dicke entspricht den dünnsten im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Solarzellen – erhöht den Einfluss von S_{back} auf den Geometriefaktor deutlich. Auch für Material mit niedrigen Lebensdauern τ_B und damit kleinen Diffusionslängen L ist bei dieser Zelldicke (gefüllte Rauten und gefüllte Dreiecke) eine deutliche Verringerung des Geometriefaktors durch Reduzierung der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit zu erkennen. Für das hochwertige Material ist der Einfluss von S_{back} noch größer geworden, eine Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit von $500\ \text{cm/s}$ ist bei einer Volumenlebensdauer von $90\ \mu\text{s}$ notwendig, damit keine Erhöhung des Sättigungsstroms aus der Basis auftritt und somit J_{SC} und V_{OC} nicht verringert werden.

Als Ergänzung zu den G_f -Berechnungen wurden mit dem Programm PC1D [22] komplette Solarzellen simuliert, für die ebenfalls sowohl die Volumenlebensdauer τ_B , die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} als auch die Zelldicke d_W variiert wurden. Als Ausgangspunkt für die PC1D-Simulationen diente eine multikristalline Solarzelle mit den in Tabelle 6.1 zusammengefassten Eigenschaften.

Tabelle 6.1: Parameter der Solarzellsimulation mit PC1D

Fläche	Optik	S_{front}	Interne Reflexion ⁵³	Dotierung	SRH	Widerstände
100 cm ²	Antireflex: $n = 1.94$, $d = 90\ \text{nm}$	$1 \cdot 10^6\ \text{cm/s}$	vorne 75 und 92 % diffus	Emitter: 50 Ohm/sq., ca. 300 nm tief, Erfc ⁵⁴ - Modell	Rückseite: $E_t = E_i$	R_S : 0.015 Ω
	keine Textur		hinten: 70 und 70 % spekular	Basis: 1.25 $\Omega\ \text{cm}$	Volumen: $E_t = E_i$	R_{sh} : 1000 Ω
	Externe Reflexion Rückseite: 60 %					

Für die Simulationen wurden zunächst die vergleichsweise schlechten Volumenlebensdauern von 6.5 und $13\ \mu\text{s}$ gewählt. Diese entsprechen Diffusionslängen von 135 und $190\ \mu\text{m}$. Damit sind die simulierten Zelldicken von 250 bis $120\ \mu\text{m}$ teilweise kleiner als die Diffusionslängen, teilweise auch größer.

⁵³ Angegeben ist die Reflexion beim ersten und zweiten Auftreffen auf die Oberfläche.

⁵⁴ Erfc = error function. Mit dieser Funktion wird das Diffusionsprofil angenähert.

In Abbildung 6.2 sind die berechneten Zellergebnisse gezeigt, aufgetragen über die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit, die von 5000 bis 50 cm/s simuliert wurde.

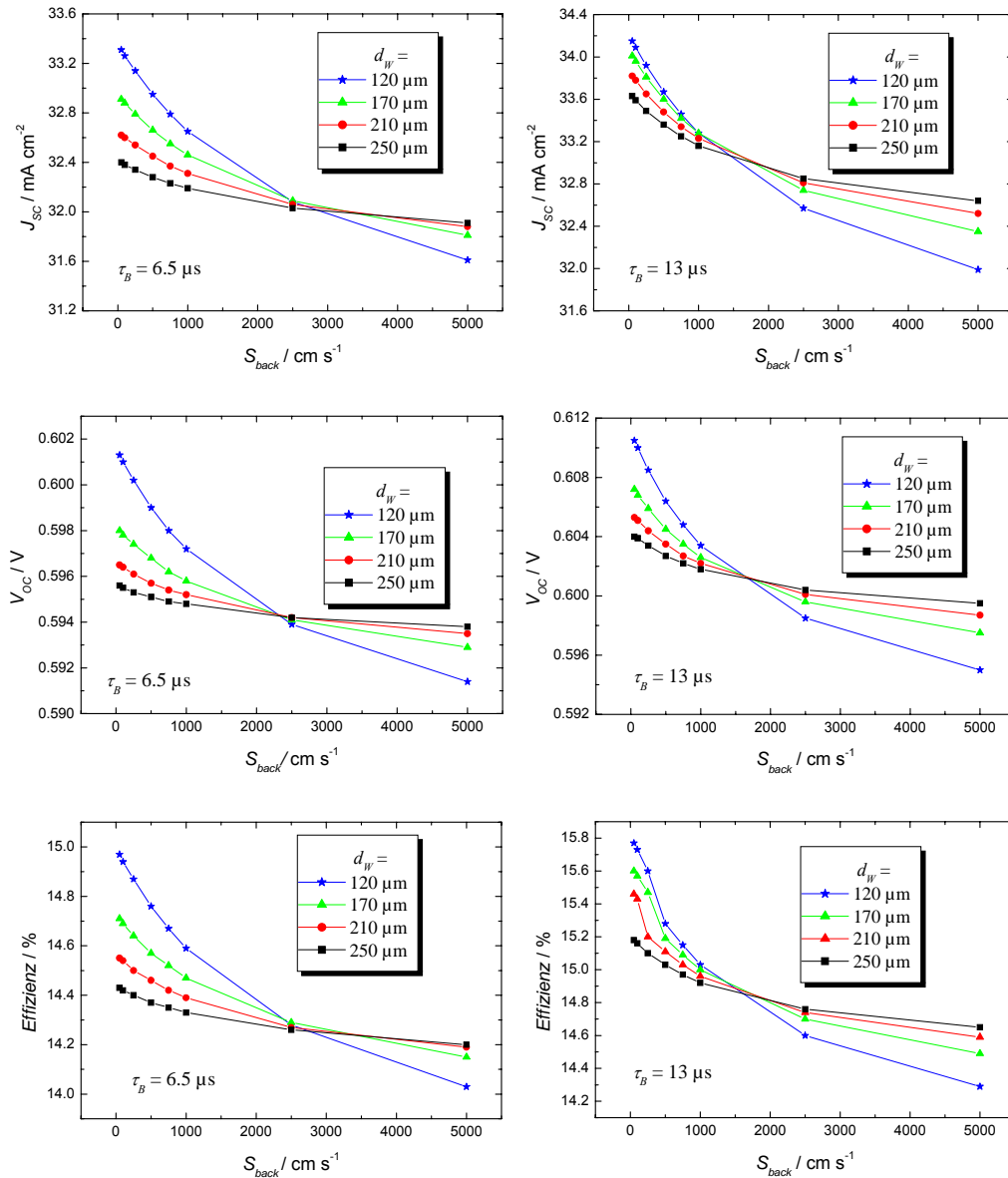


Abbildung 6.2: Übersicht über mittels PC1D simulierte Hellkennlinienparameter in Abhängigkeit von der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} , der Waferdicke d_w und der Lebensdauer im Volumen τ_B .

Folgende Aussagen lassen sich in Übereinstimmung mit den oben angestellten G_f -Betrachtungen im gewählten Parameterraum festhalten:

- Für größere Diffusionslängen finden sich erwartungsgemäß generell bessere Ergebnisse in allen Zellparametern.
- Bei hohen Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten erreichen dickere Zellen bessere Ergebnisse.

- Je dünner die Solarzelle ist, umso mehr Einfluss besitzt die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit. Die absolute Verbesserung durch Reduzierung von S_{back} ist bei den 120 μm dicken Zellen am größten.
- Der S_{back} -Wert, an dem für alle Zelldicken das gleiche Ergebnis erhalten wird, ist von der Volumenlebensdauer abhängig. Je größer die Diffusionslänge, desto weiter ist dieser Punkt zu niedrigeren Rekombinationsgeschwindigkeiten verschoben.
- In dem Augenblick, da die Diffusionslänge die Zelldicke überschreitet und die Rekombinationsgeschwindigkeit weiter reduziert wird, zeigt die V_{OC} - und damit auch die Effizienzkurve eine Veränderung der Steigung. Die Verbesserung dieser Parameter „verlangsamt“ sich.

Der prozentuale Gewinn im Kurzschlussstrom bei Verringerung von S_{back} und d_W ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Hier wird noch einmal deutlich, dass der Stromgewinn für eine Zelle aus qualitativ hochwertigerem Material stärker ausgeprägt ist.

Abbildung 6.4 stellt die externe Quanteneffizienzen einiger der simulierten Zellen vor. Für Zellen der Dicke 250 μm sind im Langwelligen kaum Unterschiede zwischen den Kurven mit verschiedenen Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten zu erkennen.

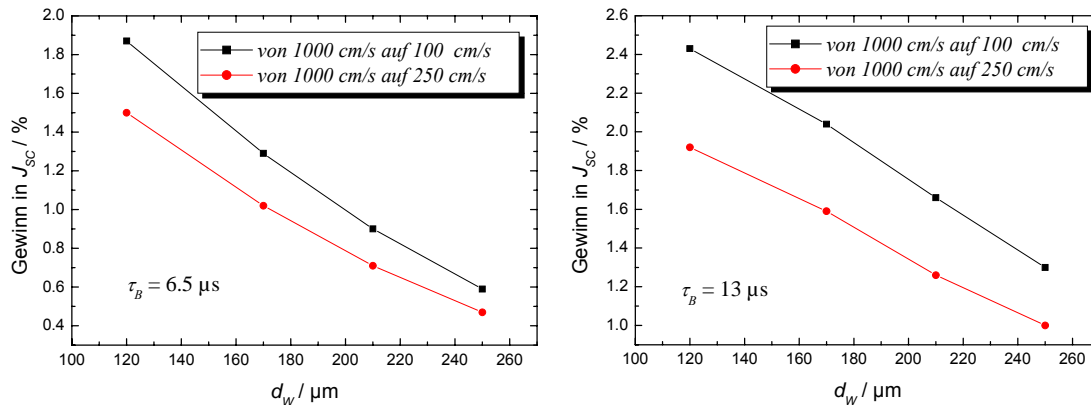


Abbildung 6.3: Prozentualer Gewinn in der Kurzschlussstromdichte J_{SC} durch die Reduzierung der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit von 1000 cm/s auf 250 beziehungsweise 100 cm/s in Abhängigkeit von d_W und τ_B .

Bei Verringerung der Zelldicke auf 120 μm ist eine deutliche Verbesserung der EQE in einem erweiterten Wellenlängenbereich festzustellen, der für die bessere Volumenlebensdauer bei etwa 700 nm und für die schlechtere bei etwa 800 nm beginnt. Die Unterschiede zwischen den einzelnen der EQEs sind darüber hinaus für $\tau_B = 13 \mu\text{s}$ wieder stärker ausgeprägt.

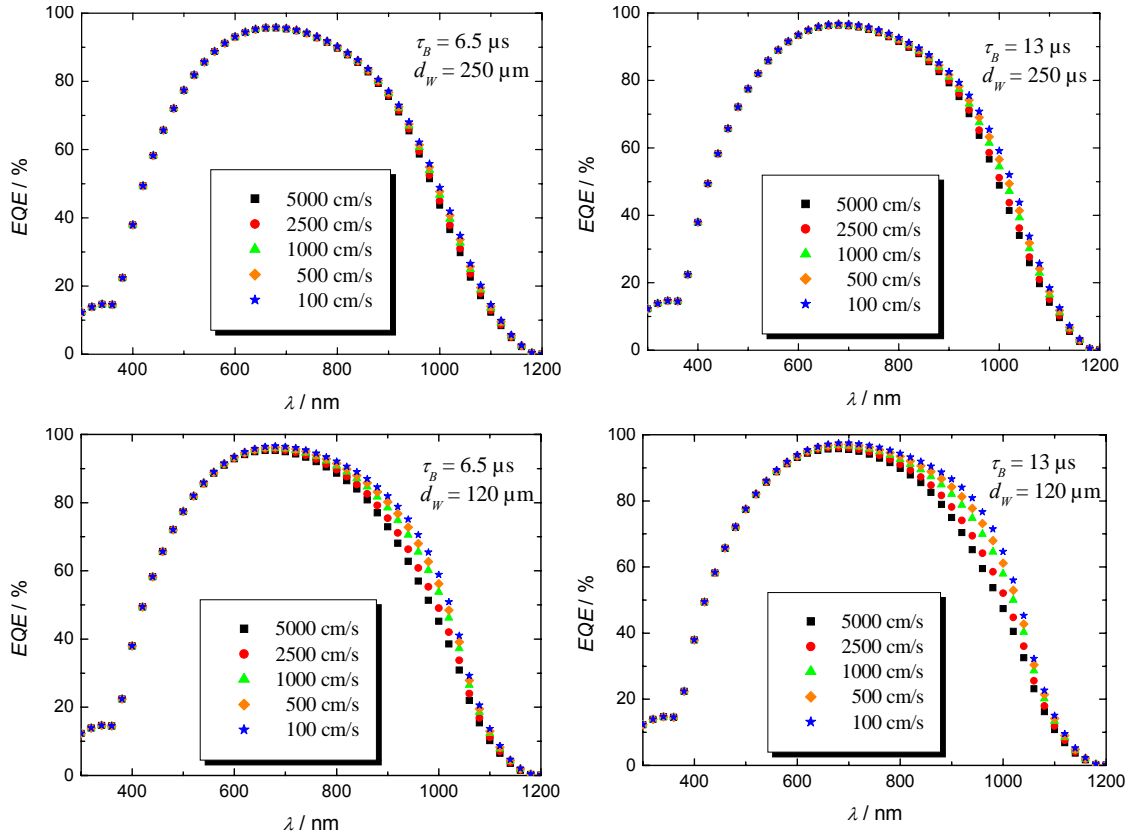


Abbildung 6.4: Mit PCID simulierte EQE in Abhängigkeit der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit, der Volumenlebensdauer und der Waferdicke

Als Ergänzung zu den oben vorgestellten Ergebnissen von Solarzellen mit vergleichsweise niedrigen Volumenlebensdauern wurden ebenso Simulationen durchgeführt, die τ_B -Werte von $45 \mu s$, gemessen an multikristallinen Siliziumwafern nach optimiertem Phosphorgettern durch eine $POCl_3$ -Diffusion von Cuevas et al. [112], und $90 \mu s$, gemessen von Sheoran et al. [203] an multikristallinem Material nach Phosphor- und Aluminiumgettern und Wasserstoffpassivierung, beinhalteten. Die Zelleigenschaften aus Tabelle 6.1 wurden beibehalten. Im Unterschied zu dem in Abbildung 6.2 vorgestellten Verhalten der Zellparameter in Abhängigkeit von der Zelldicke und der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit und den G_f -Berechnungen, findet man bei diesen Simulationen nicht in jedem Fall eine Verbesserung von J_{SC} und der Zelleffizienz bei Reduzierung der Zelldicke und S_{back} . Die Zelleffizienzen der dünnen, gut passivierten Solarzellen sind nicht größer als die der wesentlich dickeren Zellen. Der Kurzschlussstrom der dünneren Zellen bleibt deutlich unter den Werten der dickeren Zellen, wenn er auch mit effektiverer Rückseitenpassivierung ansteigt. Bei der Leerlaufspannung bleiben im Bereich niedriger S_{back} -Werte die $120 \mu m$ Zellen Spitzenreiter, der Unterschied in V_{OC} im Vergleich mit den anderen Zelldicken verringert sich mit steigender Volumenlebensdauer.

Für derart gute Volumenlebensdauern ist daher davon auszugehen, dass bei ausreichender Rückseitenpassivierung die Solarzelle von den Eigenschaften der Vorderseite domi-

niert wird⁵⁵ sowie von der Absorption im Volumenmaterial. Der auch weiterhin vorhandene Gewinn in V_{OC} entspricht den Erwartungen: Je dünner die Zelle und je besser die Oberflächenpassivierung ist, umso größer ist die Aufspaltung der Quasifermienergien von Elektronen und Löchern und damit die Leerlaufspannung [204].

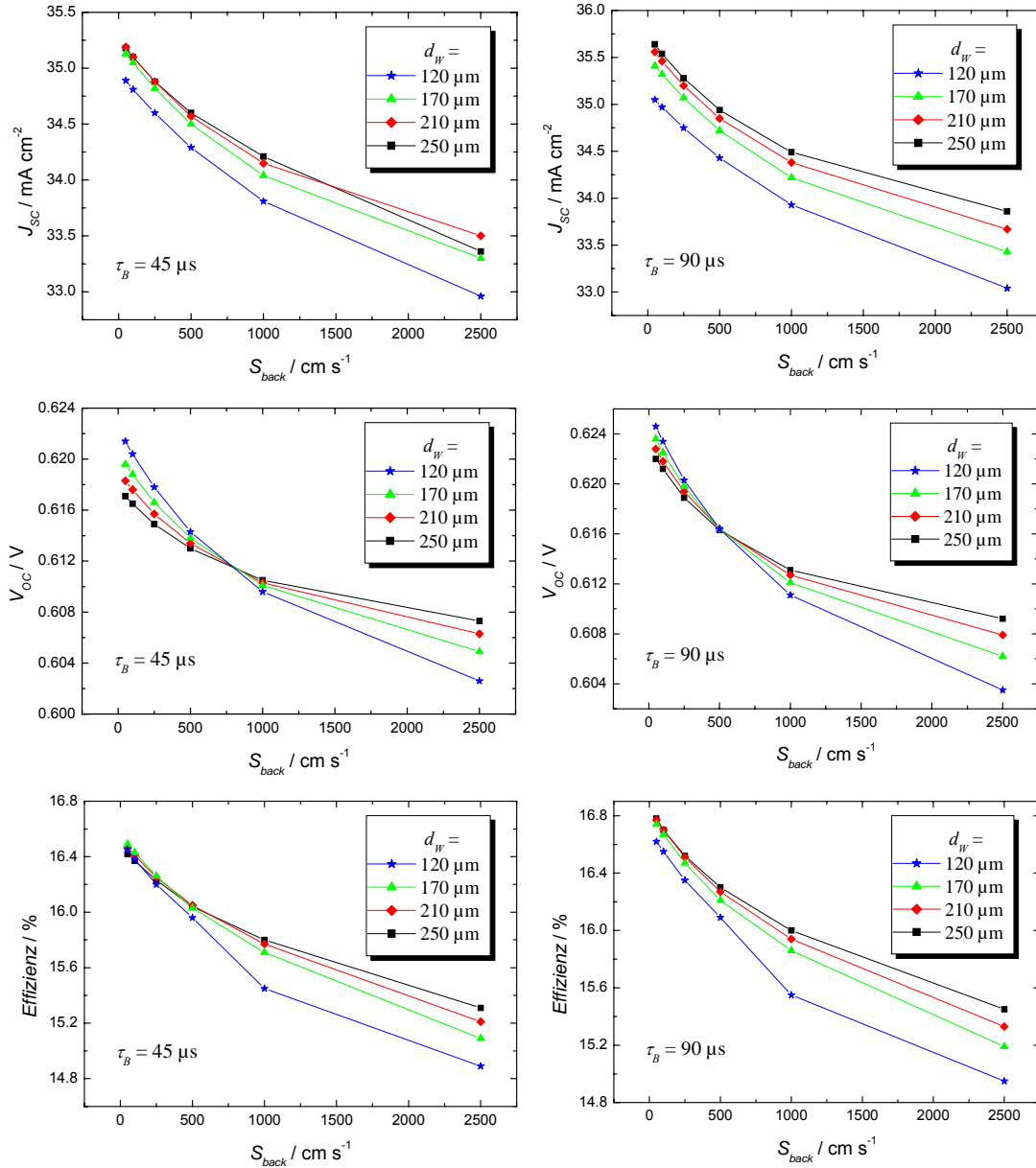


Abbildung 6.5: Vergleich von J_{SC} , V_{OC} und der Zelleffizienz in Abhängigkeit der Zelldicke und der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit. In der linken Spalte gezeigt für eine Volumenlebensdauer von $45 \mu s$, in der rechten für $90 \mu s$.

⁵⁵ Für eine Solarzelle mit Hocheffizienzemitter (120 Ohm/sq und einer Rekombinationsgeschwindigkeit von 1000 cm/s) und Textur bei ansonsten identischen Parametern und einer Volumenlebensdauer von $90 \mu s$, überkompensiert der Gewinn in V_{OC} den Verlust im Kurzschlussstrom für dünne Zellen und niedrige S_{back} Werte. Beispiel: $S_{back} = 50 \text{ cm/s}$, Effizienz ($120 \mu m$) = 18.51 %, Effizienz ($250 \mu m$) = 18.43 %.

6.2 Prozessentwicklung für rückseitenpassivierte Solarzellen

6.2.1 Vorüberlegungen

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung eines Produktionsprozesses für rückseitenpassivierte Solarzellen. Neben der Untersuchung und Auswahl geeigneter Passivierungsschichten (siehe Kapitel 4) waren die folgenden Fragestellungen zu bearbeiten:

- Entfernung des bei der Diffusion unvermeidlich entstehenden parasitären Emitters auf der Zellrückseite sowie deren Politur, um eine möglichst glatte und damit besser zu passivierende Oberfläche (siehe Kapitel 4) zu erhalten.
- Entwicklung eines Prozesses zur Rückseitenkontaktierung durch die Passivierungsschicht.
- Anpassung des Siebdruckprozesses und Auswahl von Siebdruckpasten zur Metallisierung der geöffneten Rückseite.

6.2.2 Entfernung des parasitären Emitters

Zur Entfernung des parasitären Emitters auf der Zellrückseite und der gleichzeitigen Politur wurde ein sogenannter Einseiten-Ätzhalter verwendet. In Abbildung 6.6 sind zwei Photographien des Ätzhalters, einmal mit und einmal ohne Wafer, gezeigt. Um eine Beständigkeit gegenüber den verwendeten Fluorwasserstoff- und Salpetersäure enthaltenden Ätzlösungen zu gewährleisten, wurde Teflon® als Ausgangsmaterial gewählt. Zur Fixierung des Wafers auf dem Ätzhalter wird durch eine ebenfalls chemikalienresistente Pumpe ein Unterdruck im Halter erzeugt und die Wafervorderseite so vor einem Angriff der Chemikalien geschützt. Die Dichtlippen bestehen aus Viton®, jeweils ein O-Ring befindet sich auf jeder Seite des Ätzhalters, so dass zwei Wafer (entweder mit 125 oder 156 mm Kantenlänge) pro Ätzvorgang bearbeitet werden können.

Aus der Verwendung des Einseiten-Ätzhalters ergaben sich bestimmte Restriktionen für den Ätzprozess selbst.

- Begrenzt durch die abnehmende Dichtigkeit des Halters an den O-Ringen während des Prozesses, durfte dessen Dauer inklusive der Spülzeit 15 min nicht überschreiten.
- Ätz-/Politurlösungen, deren Reaktion mit Silizium zu starker Gasentwicklung führt, sollten vermieden werden, da durch das Entstehen von Bläschen in der Lösung die Ablösung des Wafers von den Dichtlippen stark beschleunigt wird.

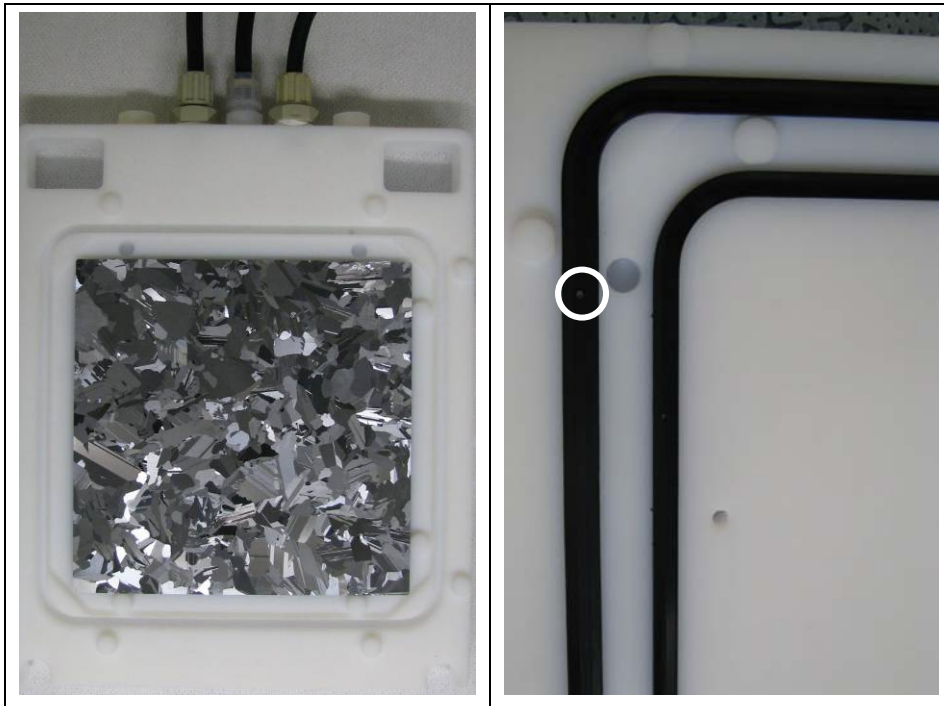


Abbildung 6.6: Foto des Einseiten-Ätzhalters mit aufgelegtem Wafer (rechts) aus [205] sowie eine Detailaufnahme der Vitondichtung mit Ansaugöffnung (links).

In diesem Sinne gute Ätzlösungen sollten daher in weniger als fünf Minuten den nötigen Materialabtrag (mindestens $3\ \mu\text{m}$) gewährleisten, dabei nicht unter Blasenentwicklung reagieren und beim Herausheben des Ätzhalters aus dem Chemiebecken keine Ätznasen beim Abfließen auf der Waferoberfläche erzeugen.

Im Rahmen zweier angegliederter, studentischer Abschlussarbeiten [205, 206] wurden verschiedene Lösungen auf ihre Ätz- und Politurwirkung sowie ihre Eignung für Prozesse mit dem Einseiten-Ätzhalter hin untersucht. Neben 30 %iger NaOH wurden die in Tabelle 6.2 aufgelisteten Lösungen für die Rückseitenätzung verwendet.

Insgesamt wurden vier Generationen rückseitenpassivierter Solarzellen hergestellt, für die unterschiedliche Ätzlösungen verwendet wurden. Ein Überblick hierzu findet sich in Tabelle 6.3. Im Rahmen der ersten und dritten Zellgenerationen fanden sich auf Zellebene keine signifikanten Unterschiede zwischen den einzelnen Lösungen, aufgrund hoher Ätzzraten und einer vergleichsweise unproblematischen Handhabung was Geruch und Dampfentwicklung betraf wurde die CPX4-Lösung für die vierte Zellgeneration ausgewählt, deren Charakterisierung den Schwerpunkt der nachfolgenden Kapitel bildet.

Tabelle 6.2: Auf Zellebene getestete Lösungen zur Entfernung des parasitären Emitters. Aufgeführt sind die Volumenanteile und die Konzentrationen der eingesetzten Chemikalien.

	HNO_3 (69 %)	HF (49 %)	CH_3COOH (99.8%)	H_2O
Mod. Schäferbeize	20	5	20	1
Verdünnte 1-3	15	5	---	2
CP133	3.1	1	3.1	---
CP4A	5.5	3.3	3.3	1
CPX4	4.4	1.9	---	1

6.2.3 Prozesse zur Rückseitenkontaktierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Routen für die Kontaktierung der Rückseite durch die Passivierungsschicht verwendet:

- „laser fired contacts“ (LFC): Nach dem Siebdruck und dem Feuern der Vorderseitenkontakte wurde die Zellrückseite mit circa 2 μm Aluminium bedampft. Anschließend erfolgte eine Kontaktierung durch die bis zu diesem Punkt unversehrte Passivierungsschicht mittels Laserpulsen. Bei diesem Verfahren [124, 207, 208] legiert das Aluminium lokal durch die Wärme des Laserpulses mit dem Silizium. In der Passivierungsschicht bildet sich dabei eine kraterartige Struktur aus. Vorteile dieses Verfahren sind seine Geschwindigkeit, da keine aufwändigen Schritte zur Öffnung der Rückseite erforderlich und die schnelle Anpassung des Kontaktabstandes an den Basiswiderstand der Zelle. Darüber hinaus handelt es sich um einen Prozess auf der Schwelle zur industriellen Umsetzung. Nachteilig sind Schwierigkeiten beim Kontaktieren durch dickere SiN_x -Schichten, was keine optimale Prozessierung ermöglichte. Zudem war das Verfahren am LSC Gelsenkirchen nicht verfügbar und kam im Rahmen der Projekte, an die die vorliegende Arbeit angelehnt war, aufgrund der Patentsituation als Linienprozess nicht infrage. Der LFC-Prozess wurde daher für die Zellgeneration 4 nur noch als Referenzprozess herangezogen. Nach [84] ist es darüber hinaus denkbar, dass der LFC-Prozess die Gefahr des „parasitic shuntings“ erhöht.
- Photolithographie und Siebdruck: Auf die Beschichtung des Wafers mit der Rückseitenpassivierung und dem Vorderseiten- SiN_x folgten Photolithographie-schritte zur Vorstrukturierung der Rückseite mit einer Punktkontaktmaske, von der eine Zeichnung in Abbildung 6.7 gezeigt ist. Für die Kontaktöffnung mittels nasschemischen Ätzens war es zusätzlich notwendig, die komplette Zellvorderseite mit Photolack vor dem Ätzangriff zu schützen. Die Passivierungsschicht an

den Kontakten wurde im nächsten Schritt durch vierminütiges Ätzen in 10 %iger Flusssäure oder einen Plasmaätzprozess entfernt. Nach einem Schritt zum Auflösung des Photolacks wurden Vorder- und Rückseite über einen Siebdruckprozess und Co-Feuern kontaktiert. Mit beiden Prozessvarianten (mit nasschemischem und Plasmaätzen) war die Öffnung prinzipiell jeder Schichtdickenkombination möglich. Nachteilig war hier der langsame nasschemische Prozess mit hohem Chemikalienverbrauch, die Limitierung auf einen Punktkontaktabstand sowie die Tatsache, dass mit dem vorhandenen „mask aligner“ zur Belichtung des Photolacks nur Wafer bis zu einer Kantenlänge von 125 mm prozessiert werden konnten.

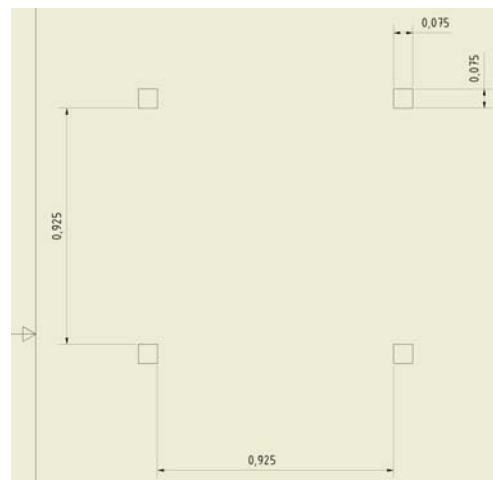


Abbildung 6.7: Detailzeichnung der für die photolithographische Rückseitenstrukturierung verwendete Punktkontaktmaske mit Abmessungen.

Im Rahmen erster Experimente zur Öffnung von Punktkontakten auf der passivierten Solarzellrückseite mittels Photolithographie und nasschemischem Ätzen der Passivierungsschicht in 10 %iger HF-Lösung zeigte sich, dass das im Standardprozess angewendete Entfernen des Sägeschadens in Natronlauge die Weiterverarbeitung der Proben stark behinderte [209]. Abbildung 6.8 links zeigt das Resultat eines Versuches mit einem Wafer mit Antireflexbeschichtung. Diese Probe erhielt die Standardsägeschadenätzung in NaOH, die aufgrund ihres anisotropen Ätzverhaltens zu unterschiedlich hohen Körnern, abhängig von der Kristallorientierung, führt. Die Stufen zwischen einzelnen Körnern können daher mehrere Mikrometer hoch sein. Wird eine solche Oberfläche mit Photolack beschichtet, werden diese Korngrenzen nur schwach benetzt und können in HF leicht angegriffen werden. Es folgt eine Anätzung des SiN_x entlang der Korngrenzen, wie in der Abbildung 6.8 gut zu erkennen ist. Dies ist besonders kritisch, da für eine nasschemische Öffnung der Waferrückseite in flusssäurehaltiger Lösung auch die Vorderseite belackt werden muss, um eine Auflösung des SiN_x zu verhindern.

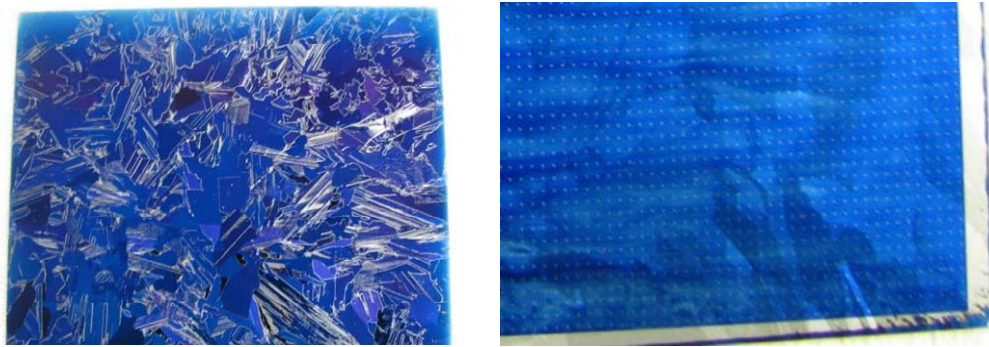


Abbildung 6.8: Zwei Wafer nach Ätzen in 10 %iger HF-Lösung und Entfernung der Photolackmaskierung aus [209]. Der linke Wafer wurde vor der SiN_x -Beschichtung alkalisch sägeschadengeätzt, der linke mit der matten Politur behandelt und zu Demonstrationszwecken mit der Punktkontaktmaske belichtet.

Um dieses Problem zu umgehen, wurde als Ersatz für die NaOH schließlich eine saure Ätzlösung der Zusammensetzung $\text{HF} : \text{HNO}_3 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 10.4 : 1.4$ gewählt, die die Waferoberfläche isotrop abtrug, ohne diese dabei zu stark zu polieren (erhöhte Reflexion würde die Stromausbeute verringern) oder zu texturieren (erhöhte makroskopische Rauigkeit würde die Photolithographie wieder erschweren) [206].

6.2.4 Aluminiumpasten für die Rückseitenmetallisierung

Um geeignete aluminiumhaltige Siebdruckpasten für die Metallisierung der Punktkontakte zu finden, wurden Untersuchungen an photolithographisch geöffneten SiO-SiN -Passivierungen (beide PECVD-Schichten etwa 80 nm dick, Ätzdauer in 10 %iger HF-Lösung 2 min 30 s) auf glatten Floatzone-Wafern durchgeführt. Auf die derart vorbereiteten Proben wurden großflächig drei verschiedene Rückseitenpasten gedruckt und gesintert. Bei den Pasten Al5540 (im Folgenden Paste A) und PV322 (Paste B) handelte es sich um reine Aluminiumpasten verschiedener Hersteller mit und ohne Glasfritte, die Paste FX53-038 (Paste C) war eine blei- und zinkhaltige Aluminiumpaste.

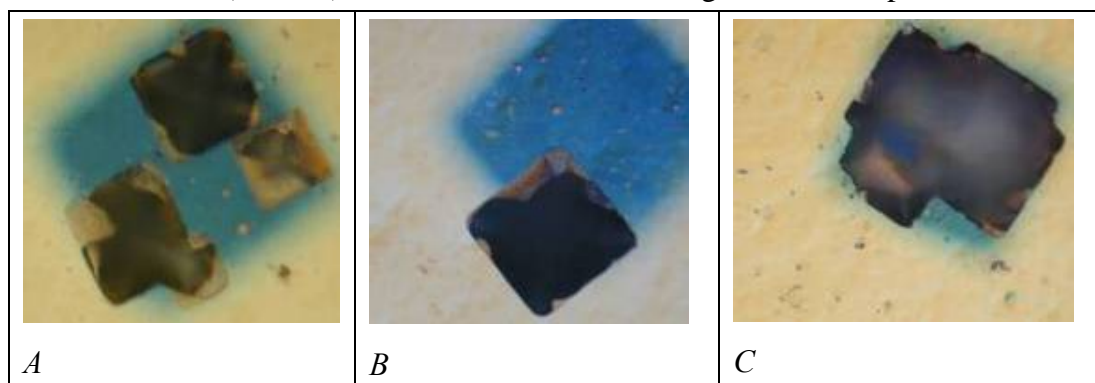


Abbildung 6.9: Optische Mikroskopaufnahmen geöffneter und überdruckter Punktkontakte nach dem Entfernen der drei Aluminiumpasten A, B und C.

Nach dem Feuern der Proben wurde die Paste in einer Ätzmischung aus H_3PO_4 , HNO_3 und H_2O im Verhältnis 30 : 1 : 1 entfernt und die Proben unter dem Mikroskop begutachtet, um eine mögliche Beschädigung der Passivierungsschicht zu untersuchen. In Abbildung 6.9 sind Aufnahmen der Punktkontakte nach dem Ätzen der Siebdruckpaste gezeigt. Die bläulichen Quadrate sind die mittels Photolithographie geöffneten Kontakte. Paste A wies typischerweise kleine rechteckige Strukturen innerhalb des geöffneten Bereichs auf, bei Paste B fanden sich viele Strukturen an den Rändern des eigentlichen Kontakts und Paste C lieferte die größten Strukturen innerhalb der Kontaktquadrate sowie viele kleinere „Punkte“ im eigentlich passivierten Bereich.

Nach der optischen Inspektion wurde die Passivierung in Flusssäure komplett entfernt und die so behandelten Proben mittels Rasterelektronenmikroskopie genauer untersucht. Bereits auf den Aufnahmen des optischen Mikroskops deuten einige der von den Pasten zurückgelassenen Strukturen eine pyramidenartige Form an. Dieser Eindruck wurde durch die REM-Aufnahmen aus Abbildung 6.10 bestätigt. Sowohl in der Draufsicht (A-1, B-1 und C-1) als auch in seitlichen Aufnahmen einer Bruchkante (A-2, B-2 und C-2) lassen sich invertierte Pyramiden identifizieren. Dabei zeigen sich wiederum für die Paste C die lateral größten Strukturen, während die Pyramiden an den untersuchten Kontaktpunkten bei allen drei Pasten mehrere Mikrometer tief sind. Die genaue Tiefe lässt sich an den Bruchkanten nur abschätzen, da unklar ist, ob der Kontaktpunkt jeweils genau an der tiefsten Stelle gebrochen ist.

Ganzflächig mit Aluminiumpaste bedruckte Wafer zeigen eine ganzflächige und verhältnismäßig gleichmäßig tiefe Eutektikum- und BSF-Bildung [120, 122]. Die Kontaktöffnungen beeinflussen daher die eigentliche Kontaktbildung in beträchtlichem Maße.

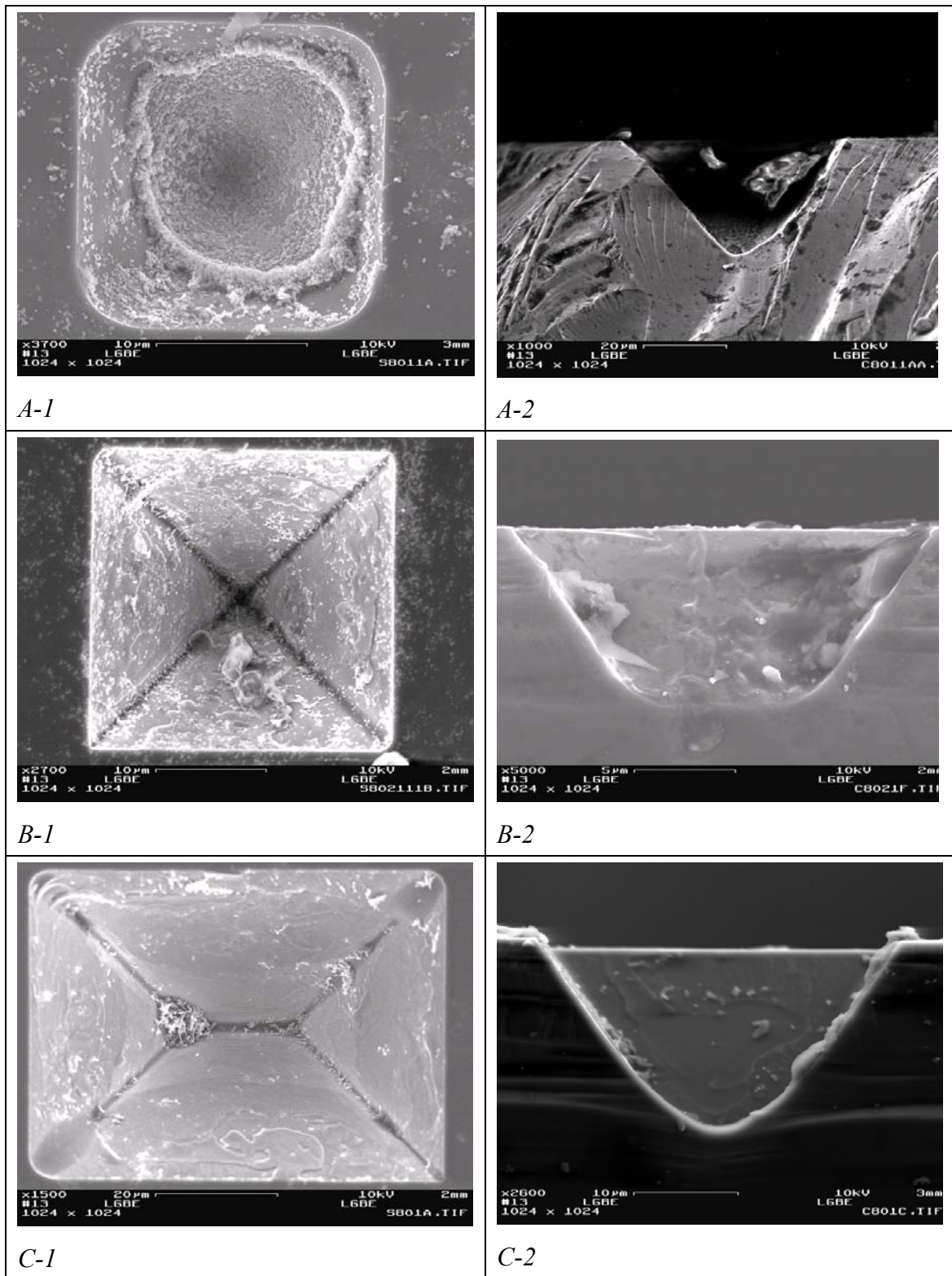


Abbildung 6.10:

REM-Aufnahmen von Punktkontakten nach Entfernen der Aluminium- und der Passivierungsschicht für Proben metallisiert mit Paste A, B und C.

In einem nächsten Schritt wurde der Einfluss der Pasten auf die Passivierung selbst getestet. Zu diesem Zweck wurden SiO-SiN-Lebensdauerproben teilweise mit den entsprechenden Pasten bedruckt und einem Feuerschritt unterzogen. Abbildung 6.11 zeigt den Ausschnitt eines Lebensdauertopogramms gemessen an zwei Waferhälften, von denen eine mit Paste B und die andere mit Paste C bedruckt ist. Deutlich zu erkennen ist der dramatische Verlust an Passivierung in den bedruckten Bereichen, hier ist die effektive Lebensdauer teilweise auf Werte unter $50\ \mu\text{s}$ gesunken.

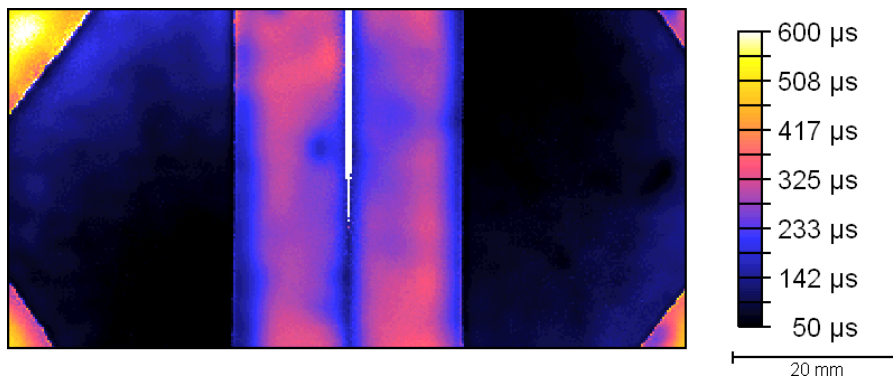


Abbildung 6.11: Ausschnitt eines Lebensdauertopogramms zweier Waferhälften, links teilweise mit Paste B und rechts mit Paste C bedruckt.

Die nichtbedruckten Waferbereiche in der Mitte und am Rand des Topogramms weisen dagegen Lebensdauern deutlich über $200\ \mu\text{s}$ auf.

Im Unterschied zu diesem Ergebnis verhält sich die Passivierung nach Überdrucken mit Paste A, wie in Abbildung 6.12 gezeigt. Der bedruckte Probenbereich (als Quadrat in der Mitte des Topogramms a) zu erkennen), weist nur geringfügig niedrigere Lebensdauern auf als der nicht bedruckte Probenteil. Der mit höherer Auflösung vermessene Ausschnitt des metallisierten Bereichs in Abbildung 6.12 b) weist ähnliche Lebensdauern unter der Metallisierung (zu erkennen an der stärkeren „Verpixelung“) wie in den nichtmetallisierten Bereichen auf.

Wie anhand der Referenzproben ohne Paste in Abbildung 6.12 c) und d) deutlich wird, ist die Lebensdauer in der Mitte der Proben generell etwas niedriger als in den Randbereichen (siehe Kapitel 4). Der Einfluss der Paste A auf die passivierende Wirkung des SiO-SiN-Schichtsystems kann daher als gering angesehen werden.

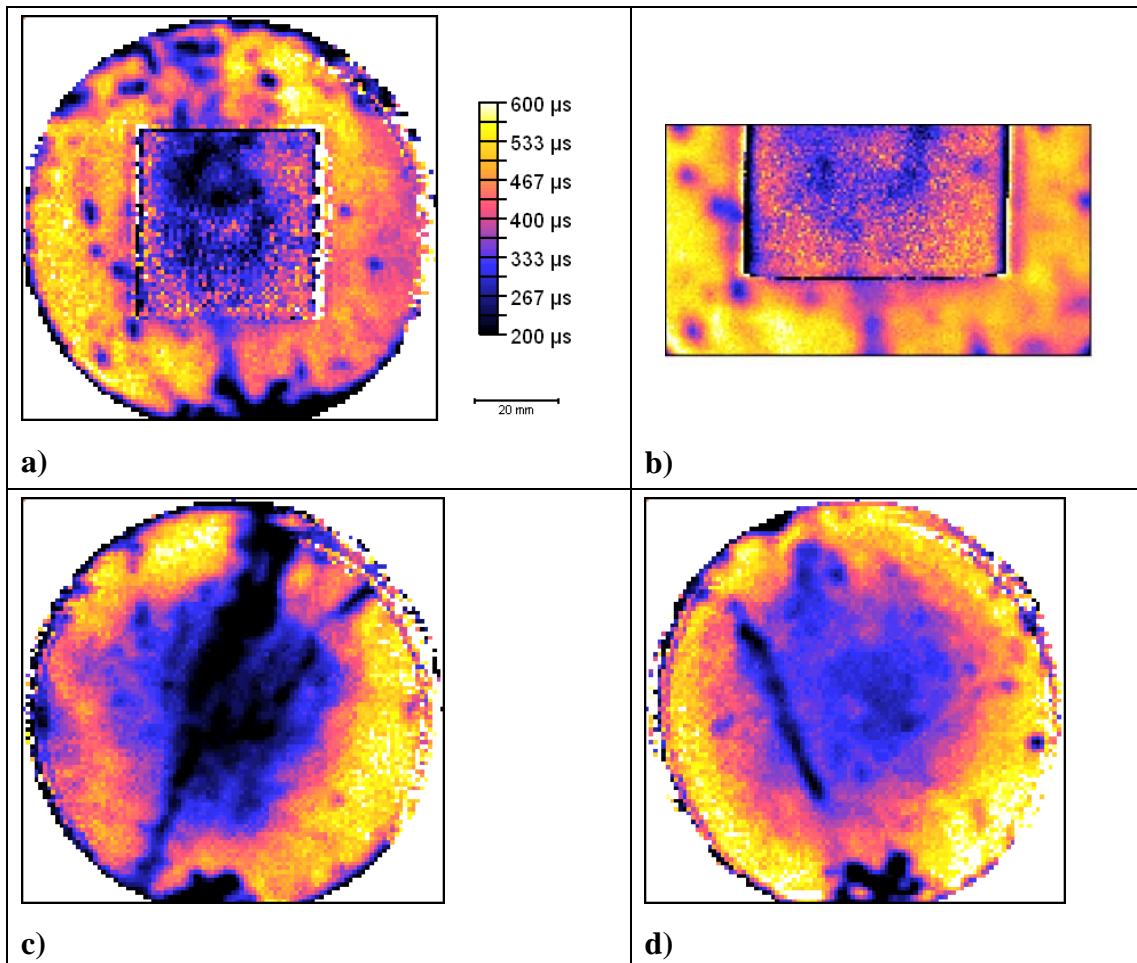


Abbildung 6.12: Lebensdauertopogramme a) einer mit Paste A bedruckter SiO-SiN-Probe und b) eines hochauflösten Ausschnitts der überdruckten Fläche sowie c) und d) unbedruckter Referenzproben. Alle Topogramme sind gleich skaliert.

6.2.5 Zusammenfassung des Zellprozesses

In Abbildung 6.13 ist der endgültige Prozess für die Fertigung rückseitenpassivierter Solarzellen graphisch dargestellt, neu eingeführte Prozessschritte sind farblich hervorgehoben. Für die Entfernung des Sägeschadens sind die saure und die alkalische Variante aufgeführt, da die ersten, mit LFC kontaktierten Zellen, der Standardätzung in NaOH unterzogen worden waren (siehe Tabelle 6.3). In dem Ablaufschema sind darüber hinaus beide Rückseitenmetallisierungsvarianten (LFC und Siebdruck) gezeigt.

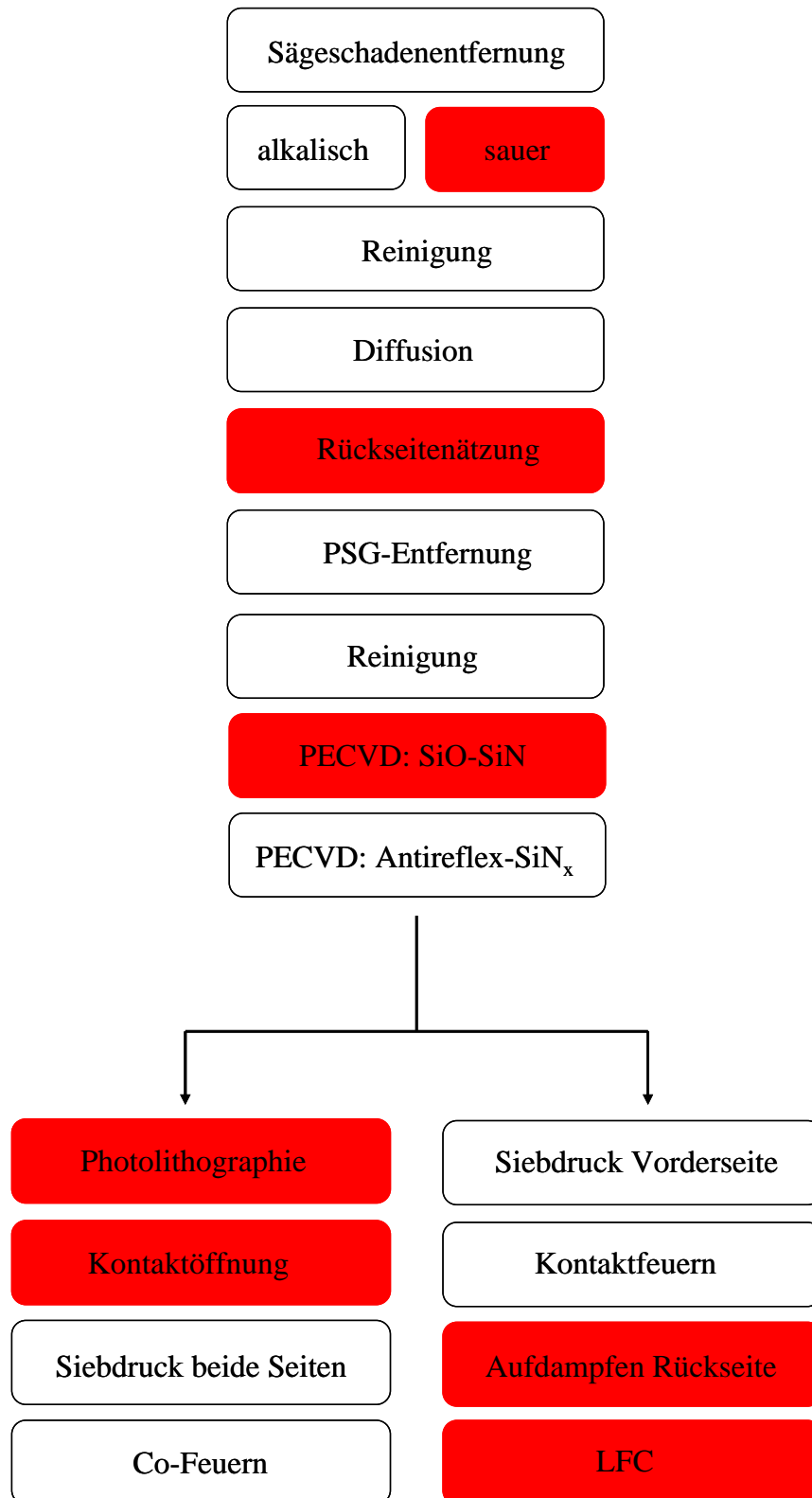


Abbildung 6.13: Schematische Darstellung des Prozesses für rückseitenpassivierte Solarzellen. Neu eingefügte Schritte sind farblich hervorgehoben. Die Aufspaltung nach der Beschichtung mit Antireflex-SiN_x führt im linken Pfad über photolithographisches Öffnen der Kontakte zur Solarzelle, der linke Pfad gibt die LFC-Prozessalternative wieder.

6.3 Zellherstellung und Ergebnisse

6.3.1 Ergebnisse der Zellgenerationen 1 bis 3

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit und ihr angegliederter Diplom- beziehungsweise Masterarbeiten wurden vier Generationen rückseitenpassivierter Solarzellen angefertigt. Informationen zur jeweiligen Zelldicke, nasschemischen Behandlung und Kontaktierung sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Hierbei ist besonders hervorzuheben, dass mit Ausnahme der letzten Zellgeneration die Kontaktierung der Rückseite durchgängig mit einem LFC-Prozess⁵⁶ durchgeführt wurde. Für diese Zellen sind in Tabelle 6.3 die jeweiligen Bestwerte für rückseitenpassivierte und Referenzzellen mit ganzflächigem Aluminium-BSF aufgeführt. Die Ergebnisse der Generation 4 werden ausführlicher im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Vergleicht man die Bestwerte der Referenz- und der rückseitenpassivierten Solarzellen der Generationen 1 bis 3, fällt als erstes der bei den passivierten Zellen deutlich reduzierte Füllfaktor auf. Besäßen diese Proben denselben Füllfaktor wie die jeweilige Referenz, würde etwa die rückseitenpassivierte Solarzelle aus Generation 1 aufgrund des deutlich höheren Kurzschlussstroms einen Wirkungsgrad von 15.8 % besitzen, die passivierten Zellen der Generation 2 und 3 würden zumindest den Effizienzabstand zu den jeweiligen Referenzen verringern.

Der niedrige Füllfaktor kann auf generell erhöhte Serienwiderstände bei den rückseitenpassivierten Solarzellen zurückgeführt werden. Zwei Ursachen sind dabei denkbar:

- eine nicht optimale Feuertemperatur für die Ausbildung der Vorderseitenkontakte, da die rückseitenpassivierten Zellen ein anderes Temperaturverhalten im optisch geheizten Ofen zeigen.
- eine nicht optimale Kontaktierung durch den LFC-Prozess, sei es durch zu große Kontaktabstände oder schlechte Kontaktbildung.

Ortaufgelöste Messungen des Serienwiderstands mit CELLO ergaben keinen Hinweis auf eine von den Punktkontakten der Rückseite beeinflusste Verteilung erhöhter Widerstandswerte. Es scheint sich daher um ein Problem der Vorderseitenkontaktierung zu handeln, das zurzeit noch Gegenstand von Untersuchungen ist.

⁵⁶ Nach der Kontaktierung war in diesem Fall ein Tempersschritt zur Sinterung der Kontakte und Ausheilung von prozessinduzierten Schäden erforderlich. Die Zellen der ersten drei Generationen wurden im Sinterdurchlauföfen des LSC Gelsenkirchen bei 360 °C Ofentemperatur für etwa 9 Minuten an Luft getempert.

Tabelle 6.3: Übersicht über die verschiedenen Generationen rückseitenpassivierter Zellen, die in dieser Arbeit untersucht wurden.

	Generation 1 [205]	Generation 2	Generation 3 [206]	Generation 4
Zelldicke / μm	250	210	170	120 und 170
Sägeschaden- entfernung	NaOH	NaOH	NaOH	Matte Politur
Rückseiten- ätzung	NaOH, Schäferbeize, verd. 1-3	Schäferbeize	CP133, CP4A, CPX4	CPX4
Abtrag	2.5 bis 12.7 μm	$\sim 4.5 \mu\text{m}$	~ 5 bis 6 μm	3 und 6 μm
Passivierung	$T_{\text{SiO}} = 350 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 100 / 80 nm	$T_{\text{SiO}} = 350 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 80 / 60 nm und 100 / 80 nm	$T_{\text{SiO}} = 350 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 80 / 80 nm	$T_{\text{SiO}} = 300 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 70 / 80 nm und 70 / 110 nm
Kontaktierung	LFC	LFC	LFC	LFC, Photoli- thographie plus Siebdruck
Beste Referenz	$J_{\text{SC}} = 31.6 \text{ mA/cm}^2$ $V_{\text{OC}} = 615 \text{ mV}$, $FF = 79 \%$, $Eff. = 15.3 \%$	$J_{\text{SC}} = 31.9 \text{ mA/cm}^2$ $V_{\text{OC}} = 606 \text{ mV}$, $FF = 75.5 \%$, $Eff. = 14.6 \%$	$J_{\text{SC}} = 32.3 \text{ mA/cm}^2$ $V_{\text{OC}} = 615 \text{ mV}$, $FF = 76.5 \%$, $Eff. = 15.2 \%$	s.u.
Beste pass. Zelle	$J_{\text{SC}} = 32.3 \text{ mA/cm}^2$ $V_{\text{OC}} = 617 \text{ mV}$, $FF = 73.2 \%$, $Eff. = 14.6 \%$	$J_{\text{SC}} = 31.3 \text{ mA/cm}^2$ $V_{\text{OC}} = 604 \text{ mV}$, $FF = 71.1 \%$, $Eff. = 13.4 \%$	$J_{\text{SC}} = 31.8 \text{ mA/cm}^2$ $V_{\text{OC}} = 611 \text{ mV}$, $FF = 70.6 \%$, $Eff. = 13.7 \%$	s.u.

6.3.2 Zellgeneration 4

Die rückseitenpassivierten Zellen der Generation 4 waren die ersten, die einer photolithographischen Rückseitenöffnung und anschließend einer Siebdruckmetallisierung unterzogen wurden. Darüber hinaus wurden zwei verschiedene Emitter und Reinigungen eingesetzt. Alle Referenzzellen erhielten außerdem eine Rückseitenätzung, um einen möglichen Einfluss der Rückseitenglättung im Vergleich der beiden Zellgruppen zu eliminieren. Zur Bewertung des eingesetzten Metallisierungsverfahrens wurden einige der in dieser Kampagne passivierten Zellen mittels LFC kontaktiert.

In Tabelle 6.4 sind die Eigenschaften und Prozessierungsbedingungen dieser Zellgeneration zusammengefasst. Neben den zwei verschiedenen Vorderseiten (VS1 und VS2) auf zwei Zelldicken wurden auch verschiedenen Feuertemperaturen in Kombination mit zwei Silberpasten (PV 142 und 142 von DuPont) getestet. Als Rückseitenpasten wurden für die Referenzzellen die Paste B sowie eine spezielle „low bow“ Paste für dünne Wafer verwendet. Trotz der Wahl dieser Rückseitenpasten ohne Glasfritte beziehungsweise mit für dünne Solarzellen optimierten Eigenschaften, kam es insbesondere bei den 120 μm dicken Referenzzellen zu einer starken Verbiegung und teilweise sogar zur Ausbildung sogenannter „Perlen“⁵⁷ auf der Zellrückseite. Beides erhöhte die Bruchgefahr und erschwerte zum Teil die Messungen. Passivierte und geöffnete Rückseiten wurden entweder mit der Paste A oder der Paste B überdruckt⁵⁸. Eine Auflistung aller dieser Parameter zu den unten vorgestellten Zellen findet sich im Anhang.

Tabelle 6.4: Eigenschaften der Solarzellen der Generation 4

ρ_{sheet} nach Reinigung	Feuertemperaturen	Siebdruckpasten Vorderseite	Siebdruckpasten Rückseite
VS1: ~ 50 bis 60 Ohm/sq	120 μm (150_XXX): 800, 810, 815, 825 °C	PV142	Paste A
VS2: ~ 65 bis 70 Ohm/sq	170 μm (434611_XXX): 815, 825 °C	PV145	Paste B
			Low bow

In Tabelle 6.5 werden die besten Zellergebnisse dieser Kampagne mit LFC-Prozessierung vorgestellt. Analog zu einem der Lebensdauerexperimente aus Kapitel 4 wurde ein Teil der Proben thermisch und der andere mittels Elektronenstrahl mit Aluminium bedampft.

Nach einer ersten Hellkennlinienmessung wurden alle Proben einem Tempersschritt in Formiergas unterzogen (7.5 min, 350 °C) und die Strom-Spannungskurve unter Beleuchtung ein weiteres Mal aufgenommen. Im Vergleich der Zelldaten vor und nach dem Tempersschritt in Formiergas bestätigen sich die Ergebnisse der Lebensdaueruntersuchungen nach Niedertemperaturmetallisierung aus Kapitel 4.5. Das Aufdampfen des Aluminiums mittels Elektronenstrahl reduziert die Passivierungsqualität deutlich, die Leerlaufspannungen liegen unter 600 mV und auch die Stromdichten sind reduziert, vergleicht man sie mit den Werten der thermisch aufgedampften Proben. Nach dem Tempern sind sowohl die Spannungen als auch die Ströme auf einem ähnlich

⁵⁷ Kleine kugelförmige Ausscheidungen in der gefeuerten Siebdruckpaste, die sich bei Messungen mit Vakuumansaugung durch die Zelle drücken können.

⁵⁸ Paste B wurde trotz des negativ ausgefallenen Lebensdauerexperimentes verwendet, um dessen Ergebnis auf Zellebene zu überprüfen, zumal die Mikroskopaufnahmen positiv bewertet worden waren.

gutem Niveau für beide Aufdampfmethoden, wobei sich die Leerlaufspannung der thermisch metallisierten Proben durch diesen Schritt nicht mehr verändert.

*Tabelle 6.5: Zellergebnisse mit LFC, vor (in normalem Schriftsatz) und **nach** (in fetten Buchstaben) dem Tempern in Formiergasatmosphäre.*

	Metallisierung	$J_{SC} / mA\ cm^{-2}$	V_{OC} / mV	$FF / \%$	$Eff. / \%$
434611_264 (VS2)	therm.	32.5 32.5	616 614	54 54	10.8 10.7
434611_268 (VS2)	E-Strahl.	30.53 32.7	595 611	62 61	11.2 12.3
150_70 (VS2)	E-Strahl	29.2 32.2	586 610	66 63	11.4 12.3
150_64 (VS2)	thermisch	31.5 31.6	611 610	67 64	12.9 12.3
150_213 (VS1)	E-Strahl.	28.4 31.3	585 610	77 76	12.8 14.5
150_229 (VS1)	E-Strahl.	27.9 30.1	584 602	66 68	10.8 12.4

In einem nächsten Schritt wurde daher untersucht, ob mit dem verwendeten Formiergasprozess auch die Zellparameter siebgedruckter Zellen verbessert werden können. Mit den gewählten Temperbedingungen konnte allerdings keine Verbesserung erzielt werden.

Tabelle 6.6 und Tabelle 6.7 enthalten die jeweils besten LFC und Siebdruckpunktkontakt-Ergebnisse zum Vergleich⁵⁹ beziehungsweise die Ergebnisse der besten Punktkontakt und BSF-Solarzellen. Neben den wichtigsten Zellparametern sind zusätzlich die verwendete Siebdruckpaste sowie die Vorderseite nach Tabelle 6.4 angegeben. Bei der Auswahl der Solarzellen für diese beiden Tabellen wurde darauf geachtet, Wafern aus ähnlichen Säulenpositionen zusammenzustellen.

⁵⁹ Hierbei ist zu beachten, dass der Anteil der metallisierten Fläche aufgrund der Ränder der Photolithomaske bei den geöffneten und überdruckten Zellen größer ist als bei den LFC-Zellen.

Tabelle 6.6: Vergleich Siebdruck und LFC, PL wird als Abkürzung für Photolithographie verwendet. Die Zelle 150_77 und _79 sind mit 110 nm SiN statt 80 nm SiN auf der Rückseite beschichtet

	<i>Kontaktierung</i>	$J_{SC} / mA\ cm^{-2}$	V_{OC} / mV	$FF / \%$	$Eff. / \%$
434611_268 (VS2)	LFC	32.7	611	61	12.3
434611_264 (VS2)	LFC	32.5	614	54	10.7
434611_258 (VS2)	PL + Paste B	31.8	617	68	13.4
434611_256 (VS2)	PL + Paste B	32.7	620	64	13.0
150_221 (VS1)	BSF, „low bow“	30.9	602	75	14
150_229 (VS1)	LFC	30.1	602	68	12.4
150_213 (VS1)	LFC	31.3	610	76	14.5
150_208 (VS1)	PL + Paste B	30.8	616	77	14.7
150_207 (VS1)	BSF, Paste B	30.6	606	78	14.5
150_70 (VS2)	LFC	32.2	610	63	12.3
150_75 (VS2)	PL + Paste A	31.3	604	72	13.7
150_77 (VS2)	PL + Paste B, 70/110	30.9	621	61	11.7
150_79 (VS2)	PL + Paste B, 70/110	31.6	618	66	12.9

Tabelle 6.7: Vergleich beste Referenzzellen und rückseitenpassivierte Zellen.

		J_{SC} / mA cm^{-2}	V_{OC} / mV	$FF / \%$	$Eff. / \%$
434611_262 (VS2)	PL + Paste A	31.7	611	71	13.7
434611_256 (VS2)	PL + Paste B	32.7	620	64	13.0
434611_254 (VS2)	PL + Paste B	31.3	614	70	13.4
434611_253 (VS2)	BSF, Paste B	31.7	613	69	13.4
434611_252 (VS2)	PL + Paste A	30.5	602	65	11.9
150_50 (VS2)	PL + Paste A	31.3	607	67	12.8
150_56 (VS2)	BSF, Paste B	30.3	607	66	12.1
150_208 (VS1)	PL + Paste B	30.8	616	77	14.7
150_207 (VS1)	BSF, Paste B	30.6	606	78	14.5

6.3.3 Zusammenfassung der Hellkennlinienmessungen

Generell findet sich in den Zelldaten eine starke Streuung, aus diesem Grund wurde darauf verzichtet eine Probenstatistik vorzustellen und stattdessen lediglich die besten Ergebnisse präsentiert. Auch bei diesen ausgesuchten Zellen kommen noch teilweise dramatisch reduzierten Füllfaktoren vor. Die Tatsache, dass dieses Problem bei den Referenz- und den passivierten Solarzellen auftritt, lässt die Rückseitenprozessierung als Verursacher ausschließen. Vielmehr scheint es sich um ein Problem mit der Kontaktierung der Zellvorderseiten zu handeln: Die Zellen mit der Vorderseite 1 (VS1) resultierend aus einer niederohmigen Diffusion und einer Reinigung mit nur einem Oxidationsschritt in Salpetersäure weisen im Vergleich mit den VS2-Solarzellen (höherohmige Diffusion, eine Oxidation in Salpetersäure, eine in RCA 2-Lösung) deutlich bessere Füllfaktoren auf. Dies entspricht den Ergebnissen aus Kapitel 5, wie erwartet liefern die VS1-Proben dafür auch niedrigere Kurzschlussströme.

Vergleicht man rückseitenpassivierte Solarzellen mit LFC- und Siebdruckpunktkontakten, findet man eine Tendenz für höhere Leerlaufspannungen bei den Siebdruckzellen, die Kurzschlussströme dagegen sind bei den LFC-Zellen etwas besser. Die Gegenüberstellung von rückseitenpassivierten und klassischen BSF-Solarzellen offenbart vergleichbare Ströme und Zelleffizienzen, für die 170 μm dicken Solarzellen sind die Kurzschlussströme der besten Proben für die passivierten Zellen höher.

Allgemein lieferte das Überdrucken der geöffneten Punktkontakte mit der Paste B die besseren Resultate, obwohl die in Abschnitt 6.2.4 vorgestellten Lebensdauerproben ein anderes Ergebnis hätten erwarten lassen. Eine mögliche Erklärung hierfür sind Unterschiede im Aufheizverhalten der Lebensdauer- und Zellproben, die die Kontaktbildung der Paste beeinflussen.

Um die Qualität und die Unterschiede der Zellrückseiten unabhängig von der Kontaktierungsproblematik beurteilen zu können, wurden daher Quanteneffizienzmessungen durchgeführt, die im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

6.3.4 Ergebnisse der Quanteneffizienzmessungen

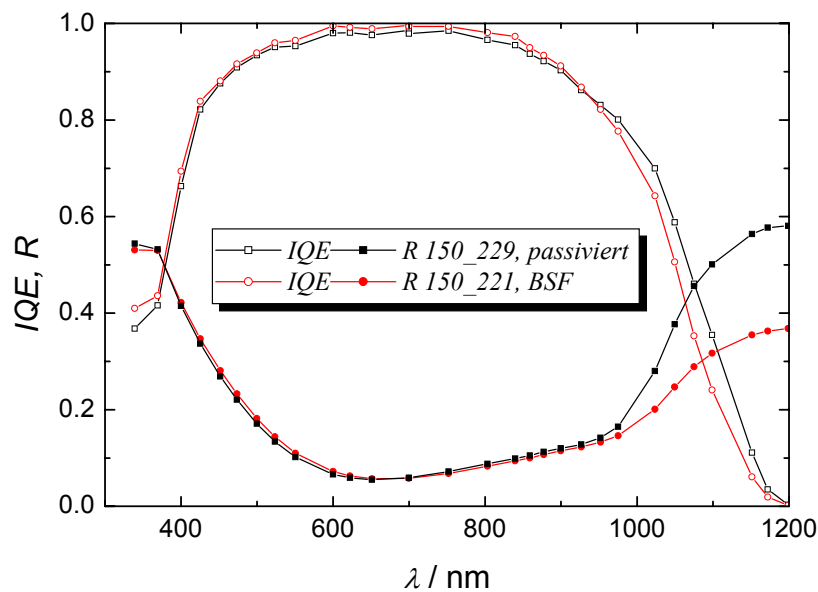


Abbildung 6.14: Vergleich der internen Quanteneffizienz und der Reflexion zweier etwa 120 μm dicker Solarzellen aus ähnlichen Säulenpositionen. Eine der Zellen erhielt eine Rückseitenpassivierung und Rückseitenkontakte mittels LFC, die andere erhielt einen Standardrückseitensiebdruck mit einer Aluminiumpaste speziell für dünne Wafer. Die Solarzellen besitzen den niederohmigen Emitter, die Passivierungsschicht ist 70 + 80 nm dick. Die Quanteneffizienzmessung erfolgte mit globaler Beleuchtung.

Beispiele für internen Quanteneffizienzen und Reflexionskurven rückseitenpassivierter und Referenzzellen sind in Abbildung 6.14, Abbildung 6.15 und Abbildung 6.16 gezeigt. Für Solarzellen aus ähnlichen Säulenpositionen, von denen annähernd gleiche Volumeneigenschaften erwartet werden können, zeigen die IQE-Kurven in weiten

Bereichen des gemessenen Spektrums auch einen ähnlichen Verlauf. Ein deutlicher Unterschied liegt bei der Reflexion ab etwa 950 nm vor. Hier sind die Werte in Übereinstimmung mit Hermle et al. [210] für die rückseitenpassivierten Zellen deutlich höher. Die Rückseitenbeschichtung und das darauf aufgebraute Aluminium wirken als effektiver Spiegel, der die Lichtquanten zurück durch die Zelle reflektiert und somit die Absorptionsmöglichkeiten erhöht. Dieser Effekt wirkt sich entsprechend positiv auf die Quanteneffizienz aus.

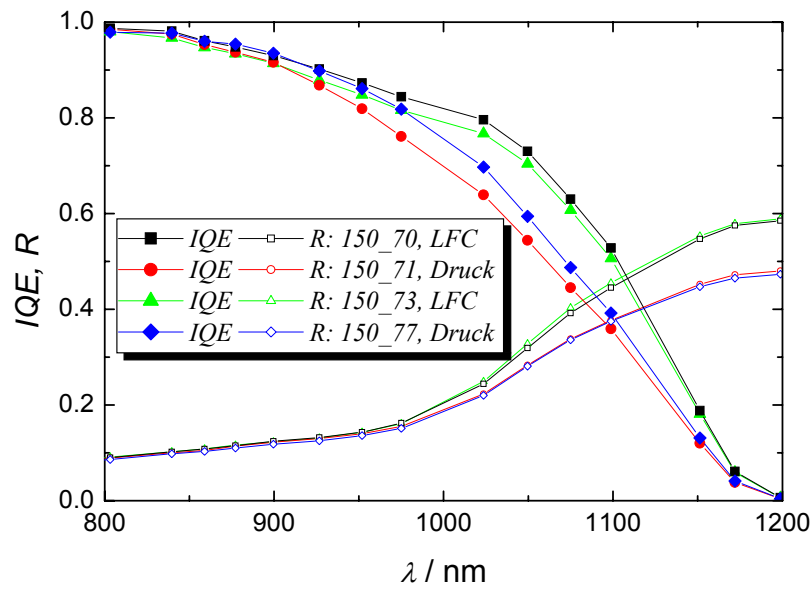


Abbildung 6.15: Vergleich der internen Quanteneffizienzen und Reflexionskurven für 120 μm Zellen mit verschiedenen Rückseiten. Die Zellen _71 und _77 wurden mittels Siebdruck nach Photolithographie kontaktiert, die Zellen _70 und _73 mittels LFC.

Im Vergleich rückseitenpassivierter Solarzellen mit LFC und Siebdruckprozessierung zeigen sich ebenfalls Unterschiede im Verlauf der IQE- und der Reflexionskurven. Aus den Abbildung 6.16 und Abbildung 6.17 geht hervor, dass die Reflexion langwelligeren Lichts für aufgedampftes Aluminium noch einmal höher ist als für die siebgedruckte Metallisierung. Entsprechend zeigen die Solarzellen mit „laser fired contacts“ die höchsten IQE-Werte in diesem Wellenlängenbereich, was wiederum mit den hohen gemessenen Stromdichten korrespondiert.

Bei den Quanteneffizienzmessungen zeigt sich ein teilweise dramatischer Einfluss der Weißlichtbeleuchtung, die am verwendeten Messplatz bei Bedarf mit einer Intensität von etwa einer halben Sonne zugeschaltet werden kann. Messungen ohne diese Beleuchtung resultierten bei rückseitenpassivierten Zellen in deutlich schlechteren Quanteneffizienzen in einem Bereich ab etwa 800 nm im Vergleich mit den Aluminium-BSF-Referenzen, die eine wesentlich geringere Abhängigkeit der Quanteneffizienz von der zusätzlichen Beleuchtung aufweisen.

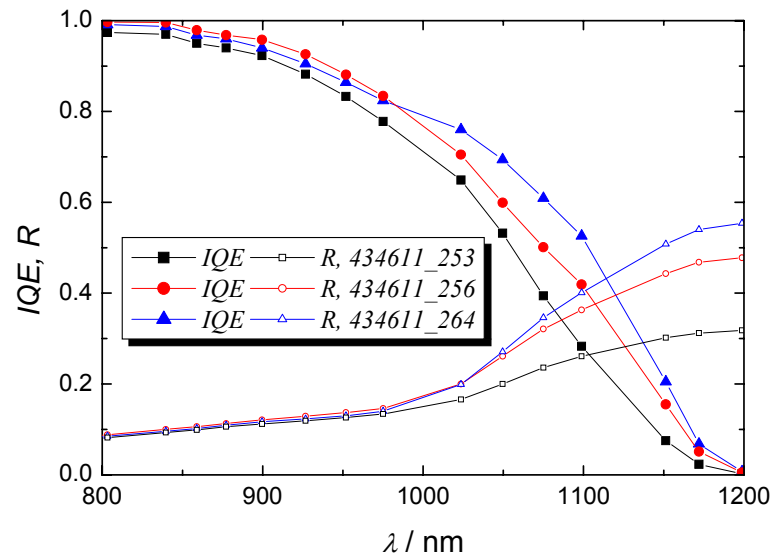


Abbildung 6.16: Vergleich der internen Quanteneffizienzen und Reflexionskurven von 170 μm Zellen mit verschiedenen Rückseiten. Zelle 434611_253 mit Al-BSF, Zelle _256 mit Siebdruck auf geöffneten Kontakten und Zelle _264 mit LFC.

Beispiele hierfür sind in Abbildung 6.17 und Abbildung 6.18 gezeigt. Bei der rückseitenpassivierten Zelle in Abbildung 6.17 sticht eine „Delle“ in der Quanteneffizienz ohne globale Beleuchtung hervor, die durch den Einsatz der Weißlichtbeleuchtung verschwindet. Dieser Effekt bei Solarzellen mit Rückseitenpassivierung ist in der Literatur bereits beschrieben, wird aber bei verschiedenen Autoren auf unterschiedliche Ursachen zurückgeführt. Hofmann [95] zeigte die Abhängigkeit der Quanteneffizienz von zugeschalteter externer Beleuchtung für Passivierungen mit thermischem Siliziumoxid, der Kombination von SiN_x und SiO_y sowie einem Schichtsystem aus amorphem Silizium und SiO_y . Für die letztgenannte Beschichtung war der Effekt am schwächsten ausgeprägt. Der Autor stellte zur Begründung der Beleuchtungsabhängigkeit die Hypothese auf, dass durch die Aufspaltung der Quasiferminiveaus bei erhöhter Photogeneration Defektzustände in der Bandlücke neutralisiert werden. Aberle et al. dagegen führten den Effekt bei Quanteneffizienzmessungen von der Rückseite bifacialer Solarzellen [58] auf die Injektionsabhängigkeit der SRH-Rekombination über Störstellen zurück. Eine weitere Erklärungsmöglichkeit lieferten Altermatt et al. in [211] für Solarzellen mit einer „floating junction“ zur Rückseitenpassivierung.

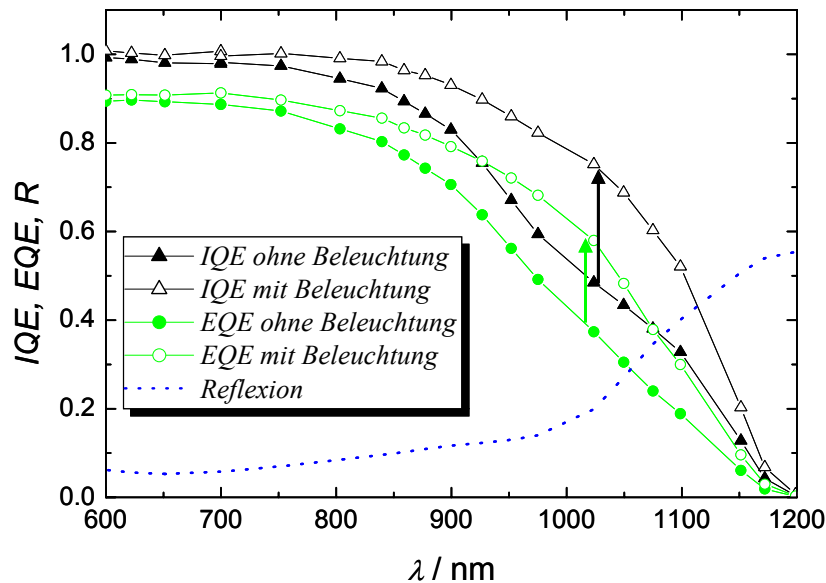


Abbildung 6.17: Einfluss der globalen Beleuchtung bei der Quanteneffizienzmessung auf die interne und externe Quanteneffizienz ab 600 nm einer etwa 170 μm dicken, rückseitenpassivierten und mittels LFC kontaktierten Solarzelle (Probe 434611_264). Die Reflexion ist ebenso gezeigt wie zwei Pfeile, die die Richtung der „Verschiebung“ der Kurven bei zugeschalteter Beleuchtung verdeutlichen sollen.

Sie begründeten die verringerte Quanteneffizienz und die damit verbundene charakteristische „Delle“ im Kurvenverlauf bei Messungen ohne zusätzliche Beleuchtung mit der Existenz von „shunts“ über Löcher (sogenannten „pinholes“) in der SiO_2 Schicht zwischen der „floating junction“ und dem ganzflächig aufgetragenen Aluminium des Rückseitenkontakts. Nach ihrer Hypothese fließt im Dunkeln über diese „shunts“ Strom in der Größenordnung des externen Stroms, verursacht durch die Quanteneffizienzmessung. Unter zusätzlicher Beleuchtung dagegen sei der „shunt“-Strom gegenüber der Summe aller Rekombinationsströme vernachlässigbar.

Die Quanteneffizienz der Referenzzelle aus Abbildung 6.18 zeigt eine im Vergleich deutlich geringere Sensitivität gegenüber der Zusatzbeleuchtung. Zwar steigt auch bei diesen Solarzellen die Quanteneffizienz mit Einschalten der zusätzlichen Beleuchtung, der Effekt ist aber geringer und gleichmäßiger auf alle Wellenlängen verteilt.

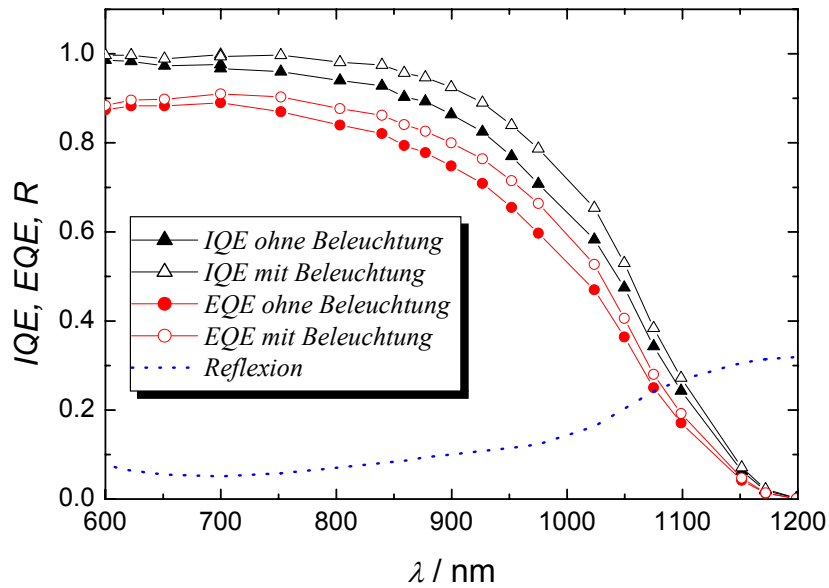


Abbildung 6.18: Einfluss der globalen Beleuchtung bei der Quanteneffizienzmessung auf die interne und externe Quanteneffizienz ab 600 nm einer etwa 170 μm dicken Solarzelle mit ganzflächigem BSF. Die Reflexion ist ebenfalls gezeigt.

In Abbildung 6.19 werden die Unterschiede zwischen rückseitenpassivierten Zellen mit LFC- und Siebdruckkontaktierung dargelegt. Bei der Betrachtung der Reflexionskurven fällt die höhere Reflexion an der Rückseite der LFC-Zelle auf.

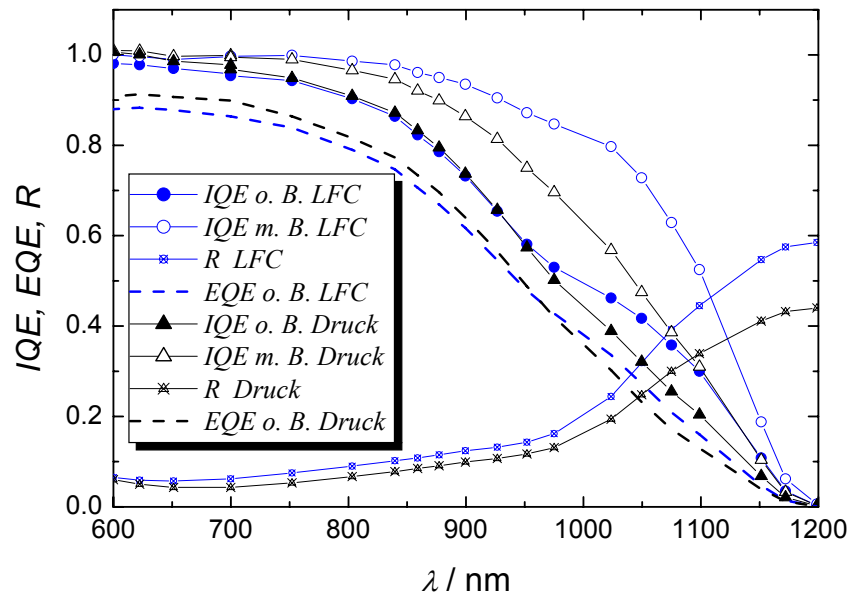


Abbildung 6.19: Vergleich der internen Quanteneffizienzen mit und ohne Beleuchtung (m.B. beziehungsweise o.B.), der Reflexion und der externen Quanteneffizienzen ohne Beleuchtung zweier rückseitenpassivierter Zellen. Eine wurde mittels LFC, die andere mittels Photolithographie und Siebdruck kontaktiert.

In der externen Quanteneffizienz dieser Solarzelle ohne zusätzliche Beleuchtung ist im gleichen Wellenlängenbereich ab etwa 970 nm ein kleiner „Buckel“ zu erkennen. Dieser tritt in der zugehörigen reflexionskorrigierten (internen) Quanteneffizienz noch deutlicher hervor, während die *IQE*-Kurven der beiden Zellen bis zu dieser Wellenlänge annähernd die gleichen Werte aufweisen. Mit Zuschaltung der Weißlichtbeleuchtung verschiebt sich der Trennungspunkt der beiden Kurven um über einhundert Nanometer in Richtung kürzerer Wellenlängen. Bereits ab etwa 800 nm ist die LFC-Zelle in der Umsetzung der Lichtquanten überlegen. Für $\lambda = 1050$ nm beträgt die interne Quanteneffizienz der siebgedruckten Zelle 0.475, die der LFC-Zelle dagegen 0.728.

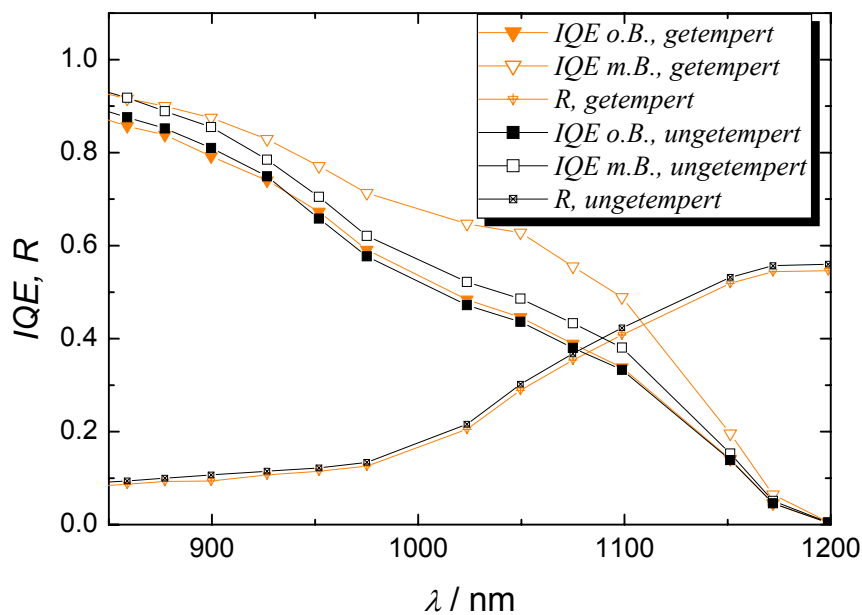


Abbildung 6.20: Vergleich der Beleuchtungsabhängigkeit der langwelligen internen Quanteneffizienz zweier rückseitenpassivierter Solarzellen aus der zweiten Zellgeneration. Eine der Proben blieb nach der LFC-Prozessierung ungetempert. Zusätzlich ist die Reflexion gezeigt.

Den Einfluss eines Temperschriffs auf die Quanteneffizienz von LFC-Zellen ist in Abbildung 6.20 am Beispiel zweier Solarzellen aus der Generation 2 gezeigt. Ohne zusätzliche Beleuchtung haben die beiden *IQE*-Kurven den gleichen Verlauf und annähernd dieselben Werte. Erfolgt die Messung mit zusätzlicher Beleuchtung, tritt ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Zellen zutage. Während die *IQE* der getemperten Solarzelle bei einer Wellenlänge von 1050 nm von 0.446 auf 0.628 ansteigt, gewinnt die ungetemperte Zelle nur wenig dazu und erreicht statt 0.436 ohne Beleuchtung lediglich 0.486.

Die Entstehung des „Buckels“ in den Quanteneffizienzen rückseitenpassivierter Solarzellen lässt sich mit Hilfe von PC1D-Simulationen nachvollziehen. Für die in Abbildung 6.21 und Abbildung 6.22 vorgestellten Simulationen der internen Quanteneffizienz wurde zunächst die gemessene Reflexionskurve einer rückseitenpassivierten und mittels LFC kontaktierten Solarzelle in PC1D angenähert. Die Parameter sind in Tabelle

6.8 zusammengefasst. Anschließend wurde unter Berücksichtigung dieser angepassten Reflexionseigenschaften die *IQE* der oben bereits vorgestellten Modellzelle für verschiedene Volumenlebensdauer τ_B und Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten berechnet.

Für die in Abbildung 6.21 gezeigten Kurven wurde eine gute Rückseitenpassivierung von $S_{back} = 100 \text{ cm/s}$ angenommen und die Volumenlebensdauern variiert, für die Quanteneffizienzen in Abbildung 6.22 dagegen die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit bei einer konstanten Volumenlebensdauer von $20 \mu\text{s}$ verändert.

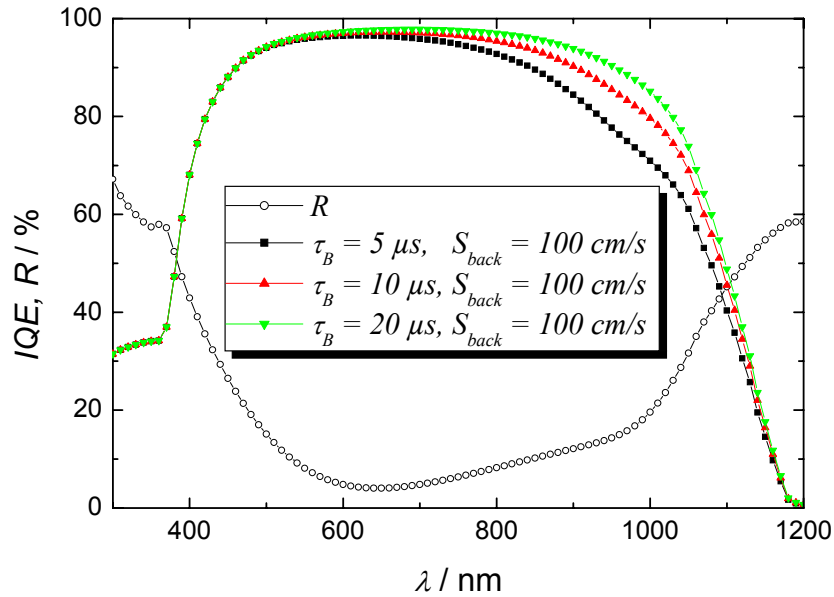


Abbildung 6.21: Simulation der internen Quanteneffizienz für eine Solarzelle mit hoher Rückseitenreflexion und kleinem S_{back} bei Variation der Volumenlebensdauer.

Der Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, dass die Effizienzdele aus dem Zusammenspiel von hoher interner Reflexion an der Zellrückseite sowohl mit einer niedrigen Volumenlebensdauer als auch mit einer erhöhten Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit hervorgerufen werden kann. Da es aus diesem Grund möglich ist, mit der Veränderung zweier unabhängiger Parameter wie τ_B und S_{back} einen sehr ähnlichen Effekt bei der Zellsimulation zu erzielen, ist die Anpassung gemessener IQE-Kurven mit PC1D an diesem Punkt nicht vollkommen eindeutig.

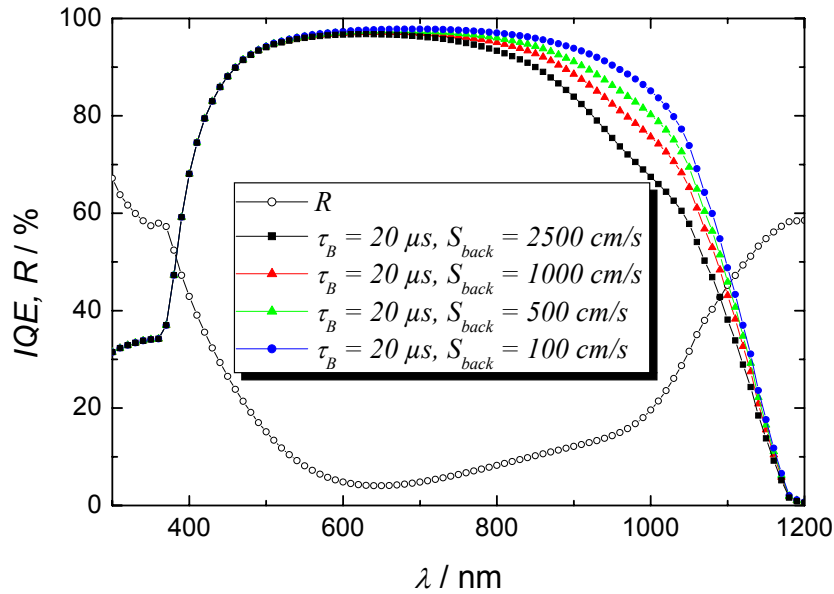


Abbildung 6.22: Simulation der internen Quanteneffizienz für eine Solarzelle mit hoher Rückseitenreflexion und hoher Volumenlebensdauer bei Variation von S_{back} .

Für die LFC-Zelle 150_70 wurde trotzdem der Versuch einer Anpassung unternommen, die Ergebnisse für die internen Quanteneffizienzen im Langwelligen mit und ohne globale Beleuchtung sind in Abbildung 6.23 gezeigt.

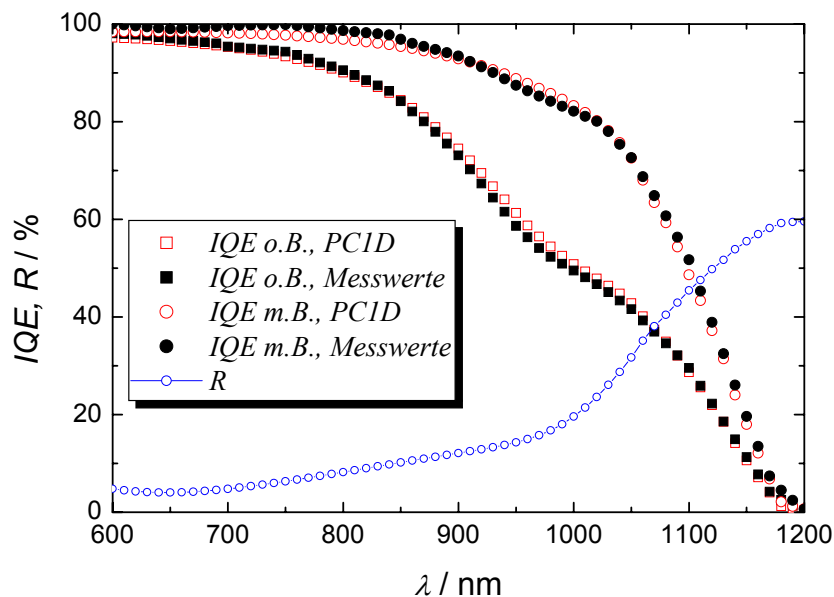


Abbildung 6.23: Anpassung der IQE-Kurven von Zelle 150_70 mit und ohne Bias

Der prinzipielle Verlauf der Kurven ließ sich für beide Fälle, mit und ohne Beleuchtung, anpassen, wobei im interessanten Wellenlängenbereich der Kurvenverlauf für die Messung ohne globale Beleuchtung besser wiedergegeben wird. Als Ursache für die noch vorhandenen Abweichungen zwischen den gemessenen und simulierten internen Quanteneffizienzen wird zum einen die bereits nicht fehlerfreie Reflexionsanpassung und

zum anderen der Messfehler der experimentellen *IQE* beziehungsweise Fehler durch die Reflexionskorrektur angesehen.

Nichtsdestotrotz zeigt ein Blick auf die Ergebnisse der Anpassung in Tabelle 6.8 eine deutliche Tendenz. Für diese Solarzelle ist die Ursache der „Delle“ im Falle der Messung ohne Weißlichtbeleuchtung auf eine drastische Erhöhung der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit zurückzuführen. Ohne zugeschaltete Beleuchtung befindet sich die Zellrückseite in einem gänzlich unpassivierten Zustand.

Tabelle 6.8: Parameter der PC1D-Anpassung der *IQE* und der Reflexion der Zelle 150-70.

	<i>Ohne Beleuchtung</i>	<i>Mit Beleuchtung</i>	<i>Reflexion</i>
τ_B	15 μ s	18 μ s	
S_{back}	30000 cm/s	200 cm/s	
VS			AR-Schicht: 81 nm, n = 2 75 + 92 diffus
RS			89 + 92 spektular
Broadband reflection			4 %
Simulierte Zellparameter	$J_{SC} = 31.2 \text{ mA/cm}^2$ $V_{OC} = 593.5 \text{ mV}$ $Eff. = 14.0 \%$	$J_{SC} = 34.4 \text{ mA/cm}^2$ $V_{OC} = 619.1 \text{ mV}$ $Eff. = 16.2 \%$	

Dem entsprechen auch die ebenfalls in Tabelle 6.8 aufgeführten Zellparameter, die für die simulierten Solarzellen aus PC1D erhalten wurden. Für den „unbeleuchteten“ Zustand ergeben sich Kurzschlussströme und Leerlaufspannungen, die der Größenordnung der Werte der Zelle 150_70 vor dem Temperschnitt in Formiergas nahe kommen ($J_{SC} = 29.2 \text{ mA/cm}^2$ und $V_{OC} = 585.8 \text{ mV}$), während für den „beleuchteten“ Fall sehr hohe J_{SC} und V_{OC} -Werte berechnet werden. An der Zelle selbst wurden nach dem Tempern Werte von 32.2 mA/cm^2 und 610.4 mV gemessen. Das Problem der Vorderseitenkontaktierung verhinderte bei der realen Zelle leider so hohe Wirkungsgrade wie in der Simulation.

6.4 CELLO-Messungen an rückseitenpassivierten Solarzellen

6.4.1 Ausgangspunkt

Zur weitergehenden Charakterisierung der rückseitenpassivierten Solarzellen insbesondere im Hinblick auf die vorgefundene Abhängigkeit der Quanteneffizienz vom Injektionsniveau und generell der Quantifizierung der Rückseitenpassivierung wurden an ausgewählten Zellen CELLO-Messungen durchgeführt. Neben den sogenannten Stan-

dardmessungen (an verschiedenen Punkten der Kennlinie) zur Bestimmung von Serien- und Parallelwiderstandsverteilungen wurden auch CELLOplus-Messungen auf der Basis des Photoimpedanzansatzes (siehe Kapitel 3.2.4) unter Kurzschlussbedingungen durchgeführt. Hierfür wurden vier verschiedene Modulationsfrequenzen verwendet, die zusammen mit der sich nach Gleichung (3.15) ergebenden frequenzabhängigen Diffusionslänge \tilde{L} in Tabelle 6.9 aufgeführt sind.

Tabelle 6.9: Frequenzabhängige Diffusionslänge \tilde{L} unter Annahme von $D = 27.9 \text{ cm}^2/\text{s}$, für Lebensdauern in der Größenordnung, wie oben in den Simulationen verwendet, und die vier typischen Modulationsfrequenzen des CELLO-Aufbaus berechnet.

<i>Modulationsfrequenz in Hz</i>	<i>\tilde{L} in μm</i>
6580	260
10340	207
15980	167
21620	143

Hier zeigt sich, dass im Vergleich der niedrigsten und höchsten Modulationsfrequenz die resultierende frequenzabhängige Diffusionslänge um über $100 \mu\text{m}$ reduziert ist und dementsprechend das Messsignal aus einer deutlich geringeren Zelltiefe stammt. Für die hergestellten $170 \mu\text{m}$ dicken Solarzellen aus Generation 4 erwartet man daher bei hohen Messfrequenzen keinen Beitrag der Rückseite mehr zum Antwortsignal.

In Kombination mit den zurzeit zur Verfügung stehenden Lasern mit den Wellenlängen 650, 830 und 940 nm ist es daher möglich, tiefenabhängige Informationen aus der Solarzelle zu gewinnen.

Abbildung 6.24 zeigt den Verlauf der injektionsabhängigen internen Quanteneffizienz einer rückseitenpassivierten Solarzelle ab 600 nm und die CELLO-Laserwellenlängen. Messungen mit diesen Lasern bei unterschiedlichen Injektionsniveaus sollten daher deutlich verschiedene Zellantworten liefern.

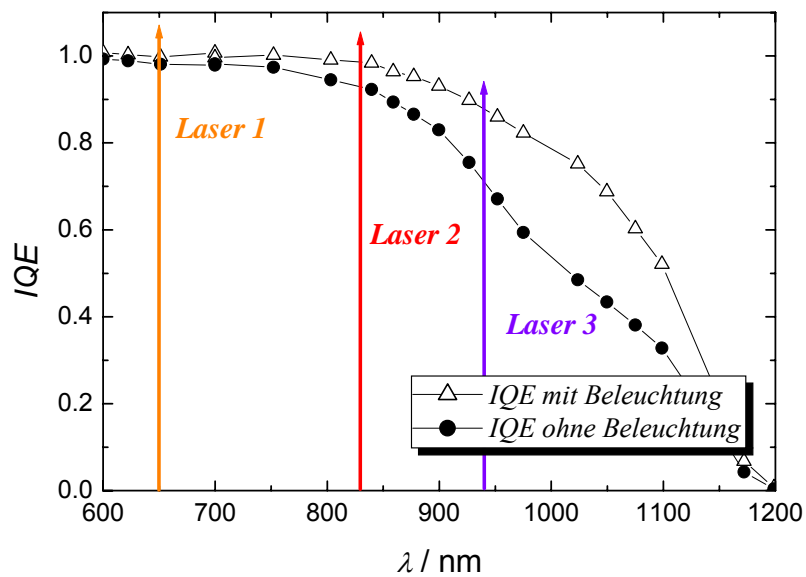


Abbildung 6.24: Die drei Laserlichtwellenlängen (650, 830 und 940 nm) des CELLO-Aufbaus eingezeichnet in den Verlauf der beleuchtungsabhängigen internen Quanteneffizienzkurven einer rückseitenpassivierten Solarzelle.

In Abbildung 6.25 sind beispielhaft ein Amplitudenbild des Sperrstroms und die zugehörige Phasenverschiebung einer rückseitenpassivierten Solarzelle mit Punktkontakten gezeigt. Für die gezeigte Messung wurde der Laser 2 mit einer Wellenlänge von 830 nm mit einer Frequenz von 6050 Hz für eine Standard-CELLO-Messung moduliert. Im Amplitudenbild sind die mittels Photolithographie und Siebdruck erzeugten Punktkontakte deutlich an der reduzierten Stromamplitude zu erkennen. Ein Blick auf das Phasenbild zeigt, dass die Phasenverschiebung des Stroms an den Kontaktpunkten im Vergleich mit den Bereichen ungeöffneter Passivierung betragsmäßig kleiner ist. Dies wiederum bedeutet, dass das Probensystem Solarzelle an diesen Punkten der Modulationsfrequenz schneller folgen kann und lässt somit den Schluss zu, dass das RC -Glied hier deutlich kleiner ist. Das rechtfertigt die plausible Annahme, dass der Widerstand an den Kontaktpunkten kleiner ist als dort, wo die Passivierung nicht geöffnet wurde. Die Reduzierung der Stromamplitude an den Kontaktpunkten ist also nicht auf Widerstandsverluste zurückzuführen, was einen ersten wichtigen Hinweis darauf liefert, dass die Rückseitenpassivierung tatsächlich die Rekombinationsgeschwindigkeit effektiver herabsetzt als das sich unter den Kontakten ausbildende BSF.

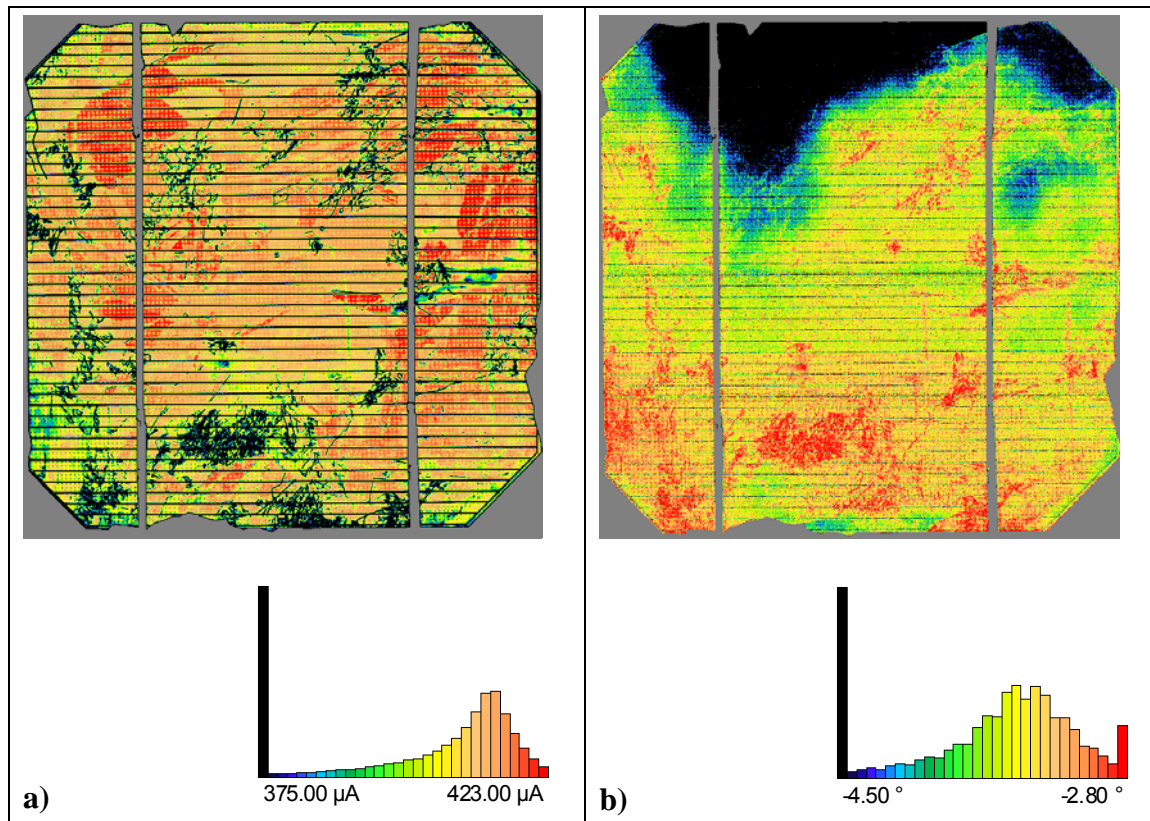


Abbildung 6.25: a) Amplituden- und b) Phasenbild einer rückseitenpassivierten, etwa 120 µm dicken Solarzelle mit Siebdruckpunktkontakten. Aufgenommen bei -300 mV und einer Modulationsfrequenz von 6050 Hz bei einer Wellenlänge von 830 nm.

Generell ist bei der Betrachtung von Phasenbildern zu bedenken, dass eine betragsmäßig größere Phasenverschiebung immer zwei Ursachen haben kann. Einerseits ein großes RC -Glied, das den Stromfluss behindert, andererseits eine hohe Lebensdauer, die ebenfalls für eine träge Antwort des Probensystems verantwortlich sein kann. Eine schlüssige Interpretation ist daher nur durch die gemeinsame Betrachtung verschiedener Topogramme möglich.

Die Erklärung für den Bereich großer Phasenverschiebung am oberen Rand der Zelle aus Abbildung 6.25 b) findet sich daher in den zugehörigen Serienwiderstands- und „shunt“-Topogrammen in Abbildung 6.26. Im Vergleich der Abbildung 6.25 b) mit Abbildung 6.26 a) zeigt sich die annähernde Deckungsgleichheit der großen Phasenverschiebung und der Bereiche erhöhten Serienwiderstands.

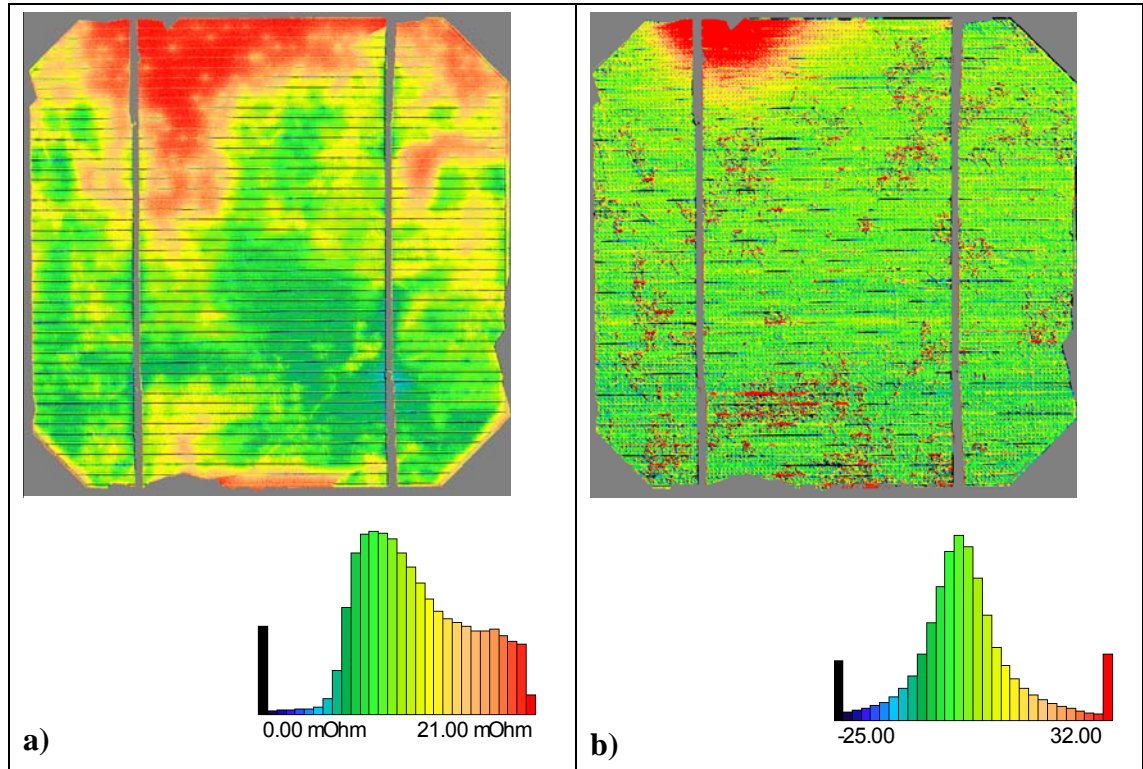


Abbildung 6.26: Verteilung von a) Serienwiderständen und b) „shunts“ der Solarzelle aus Abbildung 6.25.

Für eine detaillierte und quantitative Betrachtung der passivierten Zellrückseite wurden an den Solarzellen CELLOplus-Messungen durchgeführt. Zur Bestimmung der Rückseitenkenngröße wird die Differenz der Phasen φ bei 0 mV für eine niedrige ω_1 und eine hohe Frequenz ω_2 gebildet. Auf diese Weise eliminieren sich konstante Beiträge zum Antwortsignal wie etwa RC -Glieder und Anteile des Signals aus dem vorderen Bereich der Solarzelle, die bei der hohen Modulationsfrequenz zum Tragen kommen [154]. So lassen sich nicht nur die Einflüsse der Zellrückseite isolieren, sondern auch im Vergleich mit Standard-CELLO-Topogrammen der Serien- und „shunt“-Widerstände die Effekte von RC -Gliedern und Lebensdauerphänomenen trennen. Als Ergebnis erhält

man eine Zeitkonstante $\Delta\tau = \frac{\varphi_2}{\omega_2} - \frac{\varphi_1}{\omega_1}$, die im folgenden „Rückseitenkenngröße“

genannt wird und direkt proportional zur Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit ist [212].

6.4.2 Zelluntersuchungen

Zur Zellanalyse und Identifizierung von problematischen Bereichen der Solarzelle erfolgt zunächst eine Auswertung hinsichtlich Serienwiderständen und „shunts“. Beispiele für CELLO-Serienwiderstandstopogramme sind bereits in Kapitel 5 gezeigt worden, in Abbildung 5.12 ist etwa die typische punktförmige Serienwiderstandsstruktur basierend auf Kontaktproblemen [212] vorgestellt.

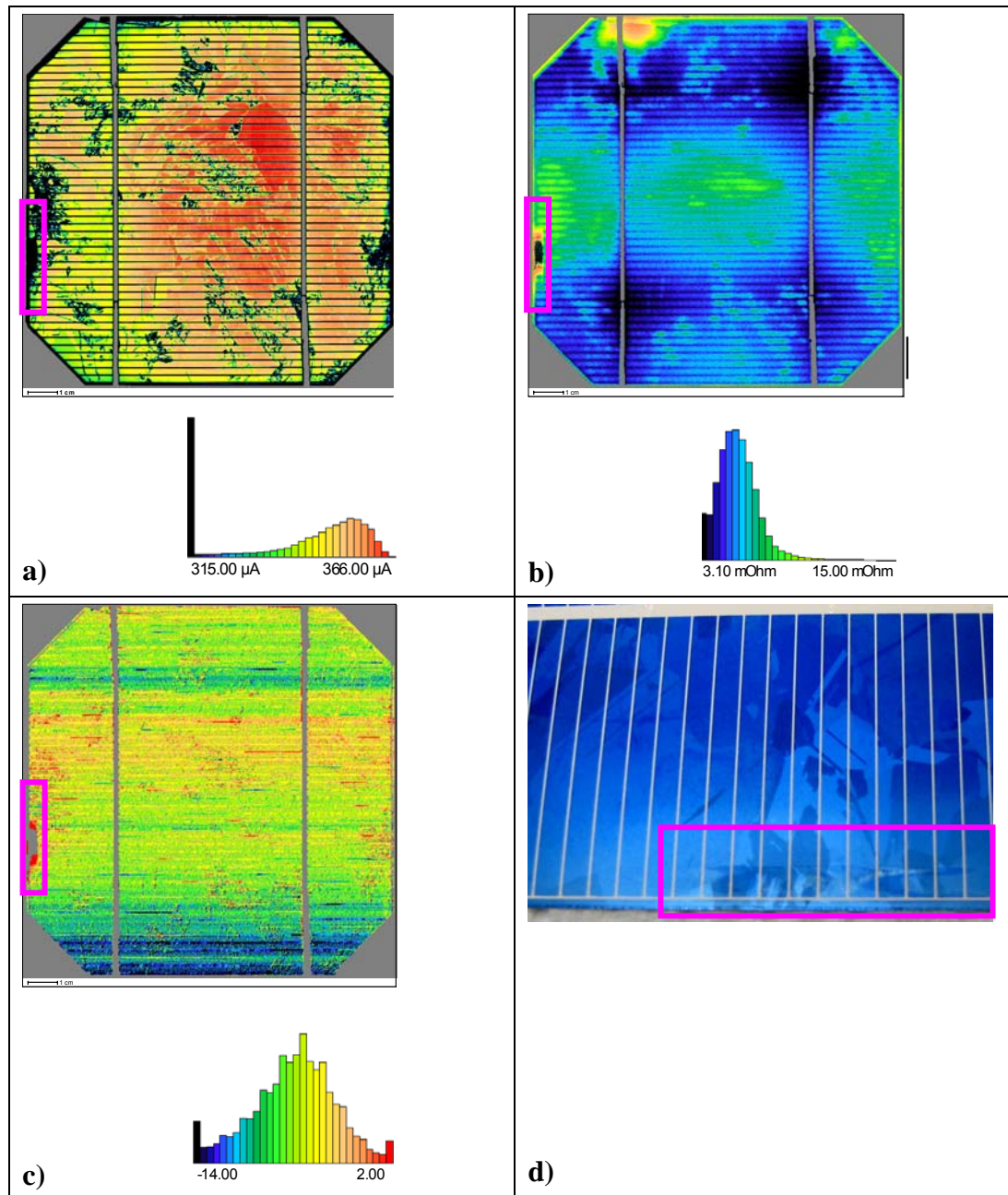


Abbildung 6.27: Beispiel für eine Analyse eines Widerstandsproblems auf einer rückseitengeätzten Solarzelle (Probe 150_207). a) Strom in Sperr-Richtung bei -300 mV, b) CELLO-Serienwiderstandstopogramm, c) CELLO-Shunttopogramm und d) Fotografie der Zellvorderseite.

Abbildung 6.27 fasst ein weiteres Beispiel für die Problemidentifizierung zusammen: In Abbildung 6.27a) ist ein Topogramm des Zellstroms bei -300 mV gezeigt. An der linken Kante der Solarzelle (siehe Markierung) ist ein schwarzer Bereich zu erkennen, in dem die Zelle „elektrisch tot“ erscheint. Die Auswertung mit den Routinen des StandardCELLO für die Serienwiderstandsverteilung in Abbildung 6.27b) und die

Identifizierung von „*shunts*“⁶⁰ in Abbildung 6.27c) zeigt für beide Topogramme einen auffälligen streifenförmigen Bereich an dieser Position.

Eine genaue optische Untersuchung dieser Solarzelle ergab einen veränderten Bereich in der Randregion der Zellvorderseite, gezeigt in Abbildung 6.27d), die auf ein Leck in der Dichtung des einseitigen Ätzhalters während der Rückseitenätzung zurückgeführt wurde. An dieser Stelle ist folglich der Emitter abgetragen worden, was sowohl den erhöhten Serienwiderstand aufgrund verringerter Leitfähigkeit als auch das Auftreten des „*shunts*“ durch Kontakt der Basis mit den Silberfingern der Vorderseite erklärt.

In Abbildung 6.28 sind anhand einer rückseitenpassivierten Solarzelle mit Produktionsfehlern die Möglichkeiten der CELLO-Methode zur Unterscheidung verschiedener Einflüsse auf den Kurzschlussstrom gezeigt. Neben Fotos der schadhafte Randbereiche sind Topogramme des Kurzschlussstroms, der Phasenverschiebung und die nach [154] bestimmte Kenngröße der Rückseitenpassivierung gezeigt. Als Beispiele wurden hier ein Zellbereich gewählt, bei dem der auf die Photolithographiemaske zurückzuführende geöffnete Rand überdruckt wurde, sowie eine Region, in der die Rückseitenpaste nicht auf der geöffneten Passivierungsschicht und nur teilweise auf dem geöffneten Rand gehalten hat.

Bei der Betrachtung der Stromamplitude fallen in Bereich a) die erhöhten Stromwerte auf, in Bereich b) dagegen existiert im Topogramm ein Streifen erniedrigter Amplitude, der wiederum an einer Stelle eine höhere Stromantwort als die umgebenden Bereiche liefert.

⁶⁰ Das „*shunt*“ Topogramm ergibt sich aus der Division der Stromamplitude bei -300 mV und der Kurzschlussstromamplitude. Es ist daher dimensionslos.

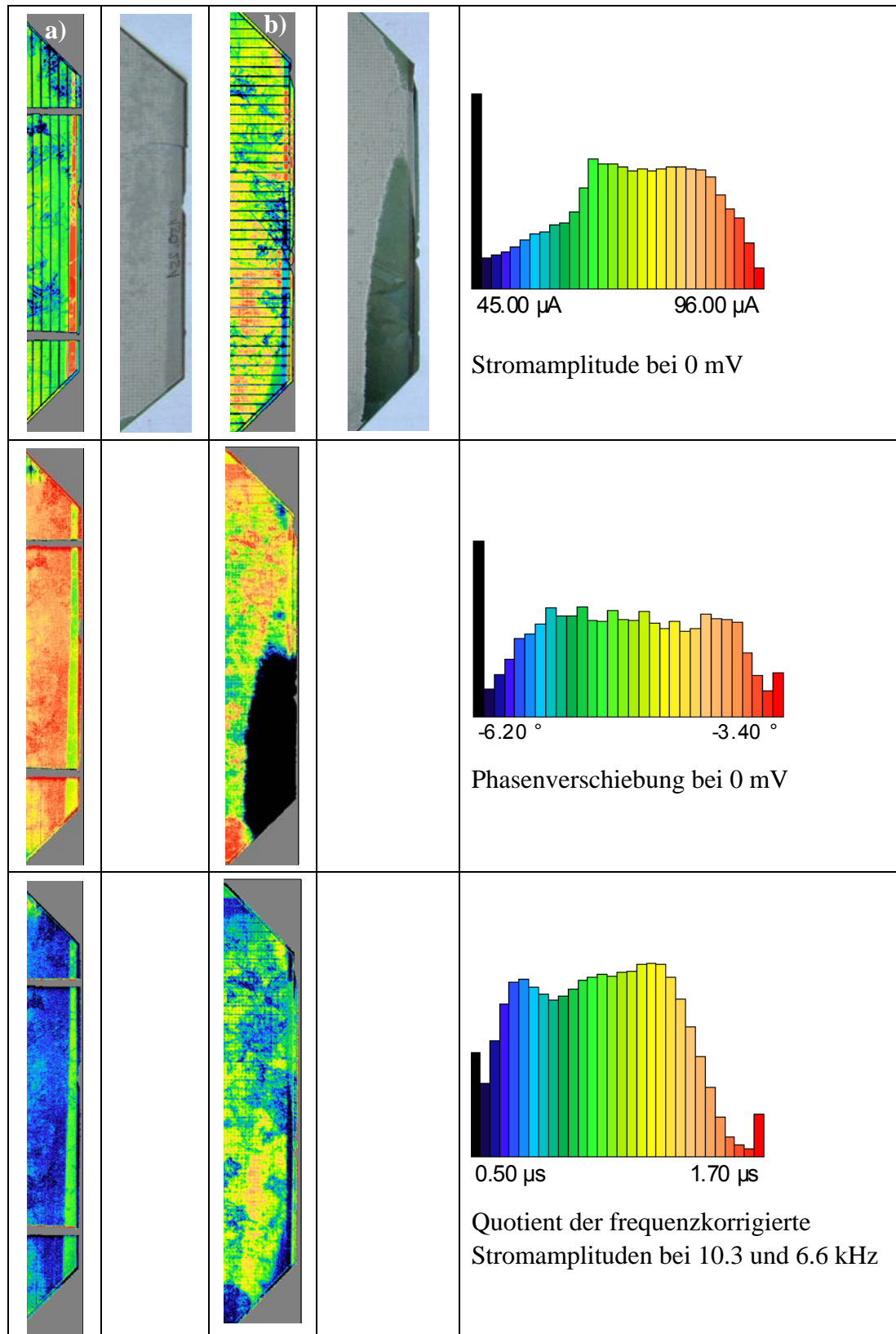


Abbildung 6.28:

Vergleich verschiedener Bereiche einer rückseitenpassivierten Solarzelle mit „Fehlern“ als photographische Aufnahme und als CELLO-Topogramme der Amplitude und Phase unter Kurzschlussbedingungen sowie die berechnete Rückseitenkenngröße.

Die Betrachtung der zugehörigen Fotografien zeigt, dass die erhöhten Stromwerte des Bereichs a) mit dem überdruckten, geöffneten Randbereich korrelieren. In Bereich b) lassen sich die schlechten Streifengebiete dem geöffneten aber nicht überdruckten Rand der Photolithographiemaske zuordnen, der gute Bereich des Streifens ist hier wieder auf eine Überdruckung mit Siebdruckpaste zuzuordnen. Die Region, die passiviert aber nicht metallisiert ist, lässt sich im Stromamplitudenbild nicht identifizieren.

Im Phasenbild dagegen sticht dieses Gebiet deutlich hervor. Die Phasenverschiebung ist deutlich größer als auf der gesamten übrigen Zelle. Dieser Effekt ist auf die deutlich schlechtere Stromleitung aufgrund der fehlenden Aluminiumpaste zurückzuführen. Der geöffnete und metallisierte Streifen aus Bereich a) dagegen weist aus dem gegensätzlichen Grund eine niedrigere Phasenverschiebung als die Umgebung auf.

Das Topogramm der Rückseitenkenngröße zeigt für Bereich a) erhöhte Werte dort, wo ein BSF zu erwarten ist, in Bereich b) ist die Lebensdauer generell größer und zeigt sich dort, wo die geöffnete Oberfläche nicht überdruckt wurde, deutlich erniedrigt.

6.4.3 Beleuchtungsabhängigkeit

Wie in Abbildung 6.24 gezeigt, ist bei den verfügbaren Laserwellenlängen ein Effekt des Injektionsniveaus auf die Ergebnisse von CELLO-Messungen unter Kurzschlussbedingungen zu erwarten.

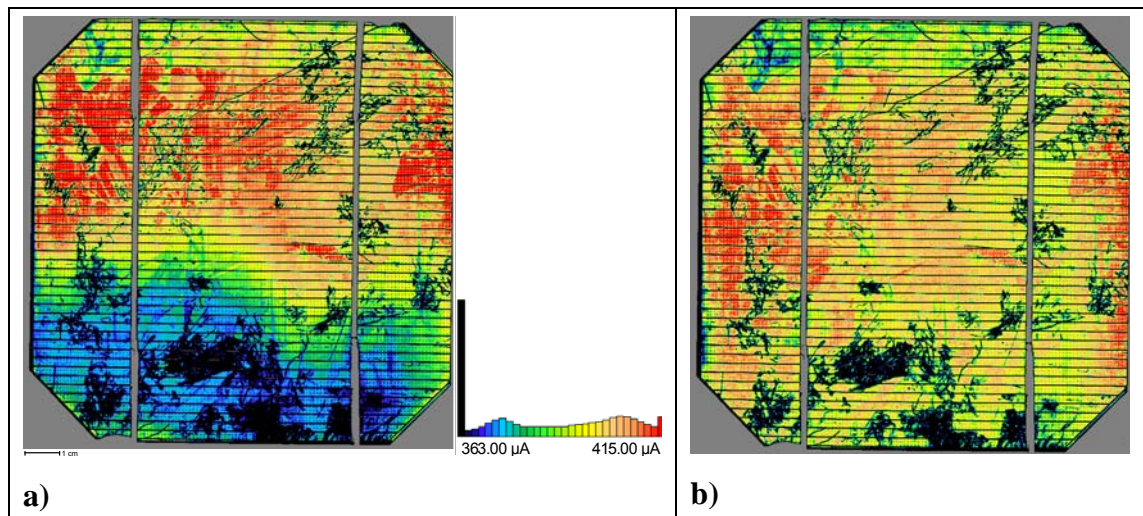


Abbildung 6.29: Vergleich der Kurzschlussstromamplituden a) ohne und b) mit der zusätzlichen globalen Beleuchtung des CELLO-Aufbaus, die Messungen wurden mit dem Laser 2 durchgeführt. Beide Topogramme sind gleich skaliert.

Abbildung 6.29 präsentiert exemplarisch die Kurzschlussstromtopogramme der rückseitenpassivierten Solarzelle 150_71, einmal ohne und einmal mit zugeschalteter globaler Beleuchtung. Die Unterschiede fallen sofort ins Auge. In der unteren Hälfte der Solarzelle ist die Stromamplitude bei der Messung ohne globale Beleuchtung in Abbildung 6.29 a) drastisch erniedrigt, das Amplitudenbild b) aufgenommen bei einem höheren Injektionsniveau zeigt dagegen eine wesentlich gleichmäßigere räumliche

Verteilung. Dieser Effekt wird durch eine Quotientenbildung⁶¹ noch klarer. Für das Topogramm in Abbildung 6.30 wurde daher Abbildung 6.29 b) durch Abbildung 6.29 a) dividiert und mit 1000 multipliziert.

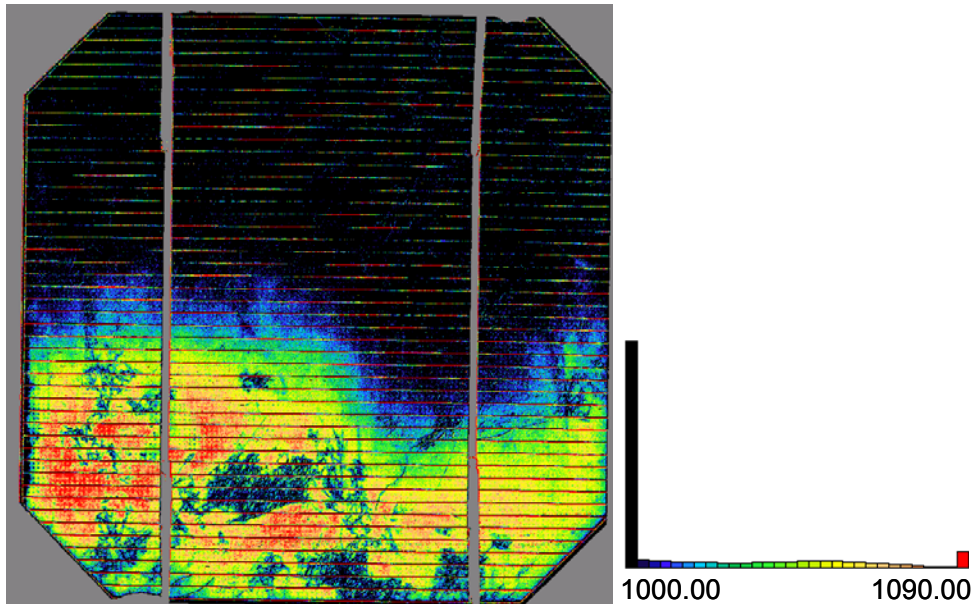


Abbildung 6.30: *Quotient des Kurzschlussstroms mit und ohne globale Beleuchtung der Solarzelle aus Abbildung 6.29.*

In den schwarzen Bereichen der Solarzelle trat keine Verbesserung des Kurzschlussstroms durch Zuschalten der globalen Beleuchtung auf, in den farbigen Bereich zeigt sich eine Verbesserung die sowohl die passivierten als auch die kontaktierten Regionen mit einschließt. Eine Ausnahme bilden dabei große Versetzungsnerster, deren Stromamplitude vom Injektionsniveau in diesem Fall nur wenig beeinflusst wird.

Nicht alle rückseitenpassivierten Solarzellen zeigen eine derart räumlich begrenzte Injektionsabhängigkeit. Ein Beispiel für eine gleichmäßige Verteilung der Kurzschlussstromerhöhung ist in Abbildung 6.31 anhand von Topogrammquotienten gezeigt.

Die Quanteneffizienzmessungen hatten den Schluss nahegelegt, dass es sich bei der Injektionsabhängigkeit um einen von der Zellrückseite hervorgerufenen Effekt handelt. Um dies zu bestätigen, wurden an der in Abbildung 6.31 gezeigten Solarzelle Messungen mit dem Laser 3 und vier verschiedenen Modulationsfrequenzen einmal mit und einmal ohne globale Beleuchtung durchgeführt. Anschließend wurde für jede Modulationsfrequenz der Quotient der Kurzschlussstromamplituden der beiden Injektionsniveaus gebildet.

⁶¹ Generell wurde bei allen Quotiententopogrammen das Ergebnis der Division mit 1000 multipliziert.

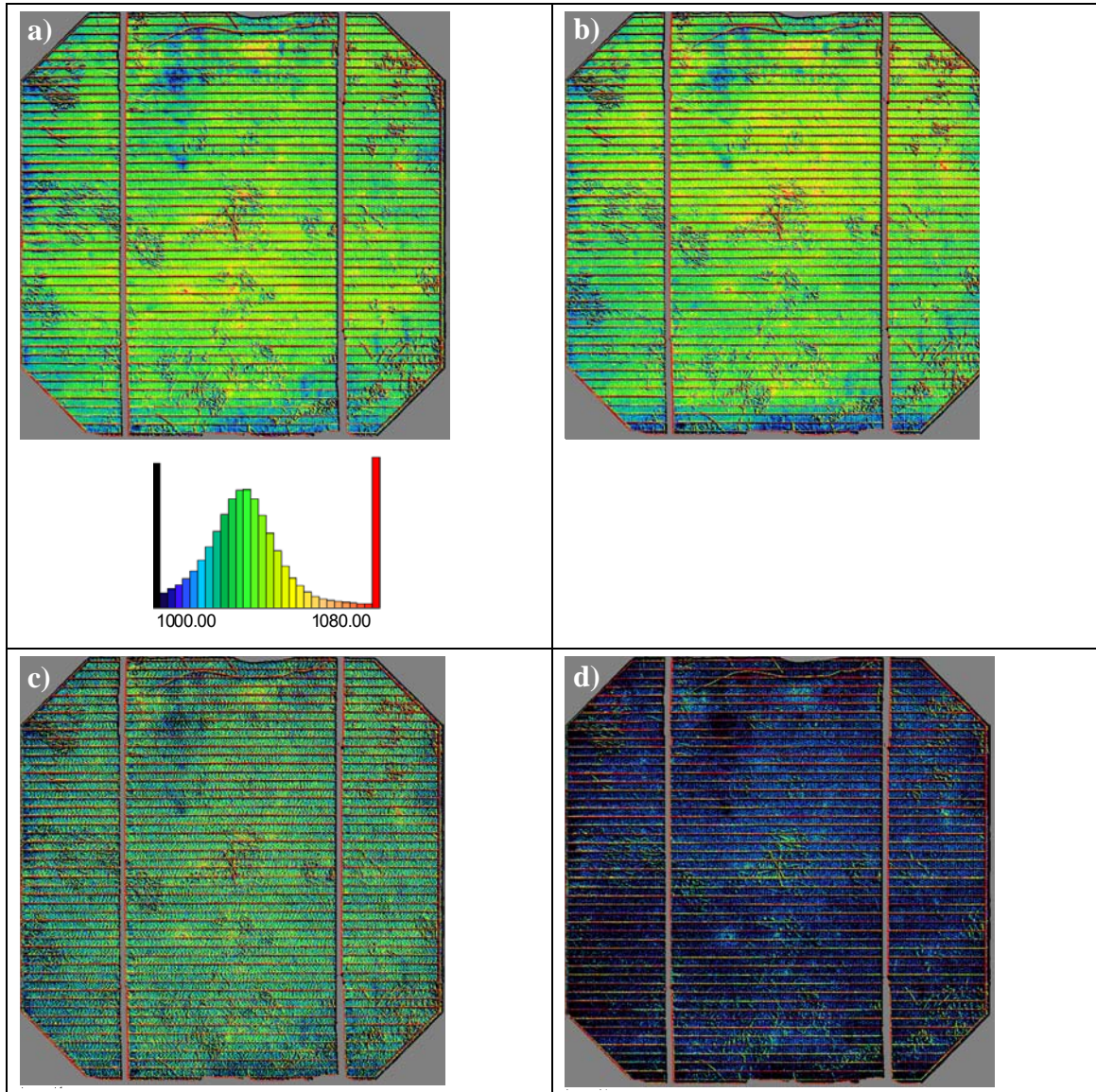


Abbildung 6.31: Gleich skalierte Topogramme des Kurzschlussstromquotienten mit und ohne Beleuchtung für 4 verschiedene Modulationsfrequenzen (a: 6050 Hz, b: 9500 Hz, c: 14690 Hz, d: 19870 Hz). Alle Messungen wurden mit Laser 3 auf der Solarzelle 434611_268 durchgeführt.

Die resultierenden vier Topogramme zeigen eine eindeutige Korrelation der Verbesserung durch globale Beleuchtung mit der Modulationsfrequenz und damit der frequenzabhängigen Diffusionslänge. Für 14690 Hz ist der Einfluss der Beleuchtung im Vergleich mit den Frequenzen 6050 und 9500 Hz schon deutlich reduziert, der Quotient der Messungen bei 19870 Hz, die der kürzesten und damit am wenigsten rückseitensensitiven Diffusionslänge entspricht, zeigt nahezu keine Verbesserung durch Erhöhung des Injektionsniveaus mehr. Die Zuschreibung der Injektionsabhängigkeit zu einem Rückseiteneffekt wird durch diese CELLO-Messungen weiter belegt.

Auch die wesentlich geringere Injektionsabhängigkeit des Kurzschlussstroms von Solarzellen mit ganzflächigem BSF, wie in den Quanteneffizienzkurven gesehen, wurde

durch CELLO-Messungen bestätigt. Abbildung 6.32 zeigt den Unterschied zwischen BSF- und passivierten Solarzellen anhand von vier Topogrammen des Kurzschlussstromquotienten für die Laserwellenlänge 830 nm. In Abbildung 6.32 a), b) und c) sind die Ergebnisse der ganzflächigen BSF-Zellen gezeigt, Abbildung 6.32 d) stellt das gleichskalierte Topogramm einer rückseitenpassivierten Probe vor.

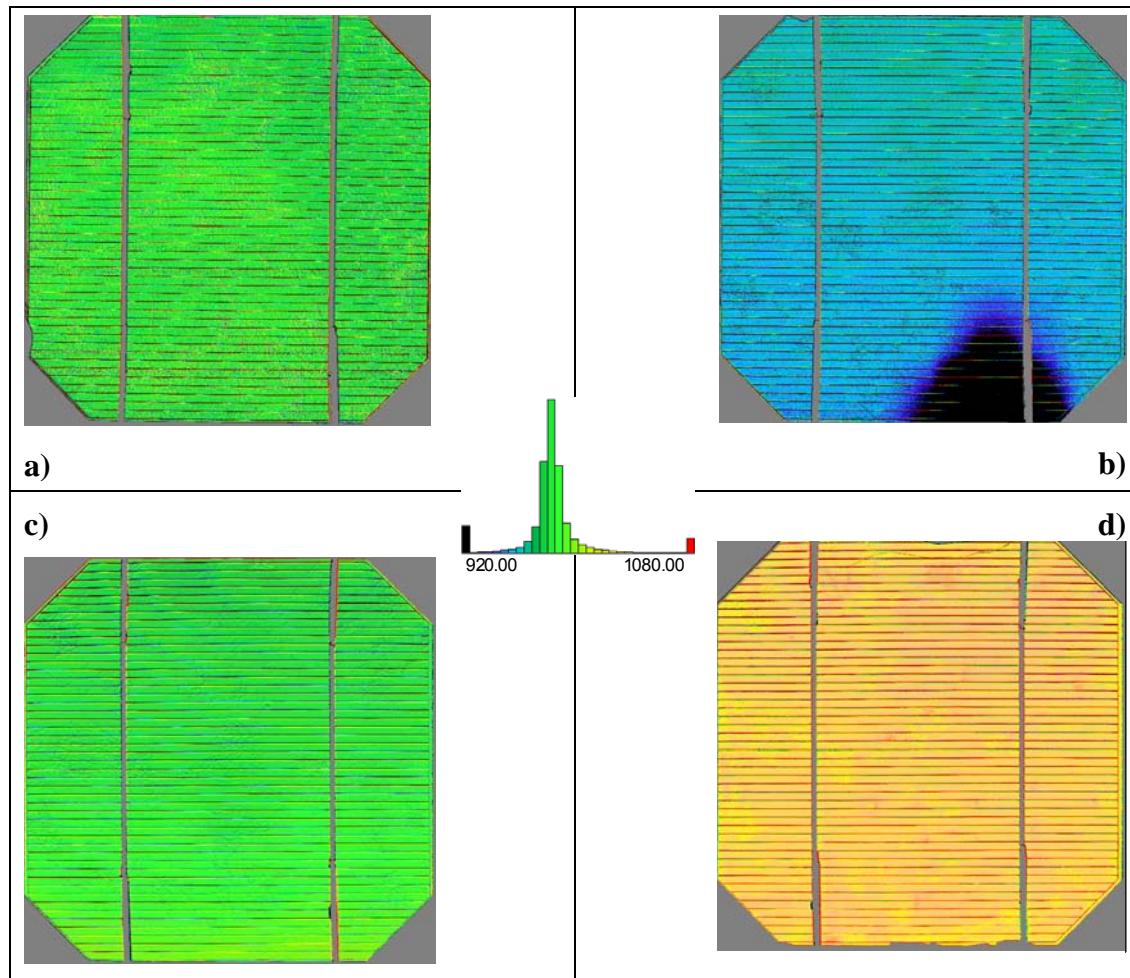


Abbildung 6.32: Einfluss des Injektionsniveaus auf Solarzellen mit BSF anhand der Quotienten der Kurzschlussstromtopogramme mit und ohne globale Beleuchtung. In a) Zelle 150_233 mit dem Mittelwert 981, in b) Zelle 434611_259 mit dem Mittelwert 950 und in c) Zelle 434611_283 mit einem Mittelwert von 983. In d) ist zum Vergleich das entsprechende Quotientenmap der rückseitenpassivierten Solarzelle 434611_268 (Mittelwert 1039) gezeigt, das ebenfalls mit Laser 2 aufgenommen wurde. Der dunkle Bereich im unteren Teil der Zelle in b) wurde durch einen „shunt“ verursacht. Alle Topogramme sind gleich skaliert.

Nur diese Solarzelle zeigt bei 830 nm eine Verbesserung des Kurzschlussstroms bei Erhöhung des Injektionsniveaus.

6.4.4 Rückseitenrekombination

Die abschließende Beurteilung der Rückseitenpassivierung erfolgte anhand der sogenannten Rückseitenkenngröße. Diese erhält man aus der Differenz der Phasenverschiebung von Kurzschlussstromtopogrammen aufgenommen bei einer hohen und einer niedrigen Modulationsfrequenz. Die Kenngröße besitzt die Dimension einer Zeitkonstanten und ist proportional zu Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit „ S_{back} “. Abbildung 6.33 zeigt den Einfluss des Injektionsniveaus und der Laserwellenlänge auf die Rückseitenkenngröße. Die Topogramme in a) und b) wurden mit dem tiefeindringenden Laser 3 ohne und mit globaler Beleuchtung aufgenommen, c) und d) mit dem Laser 2.

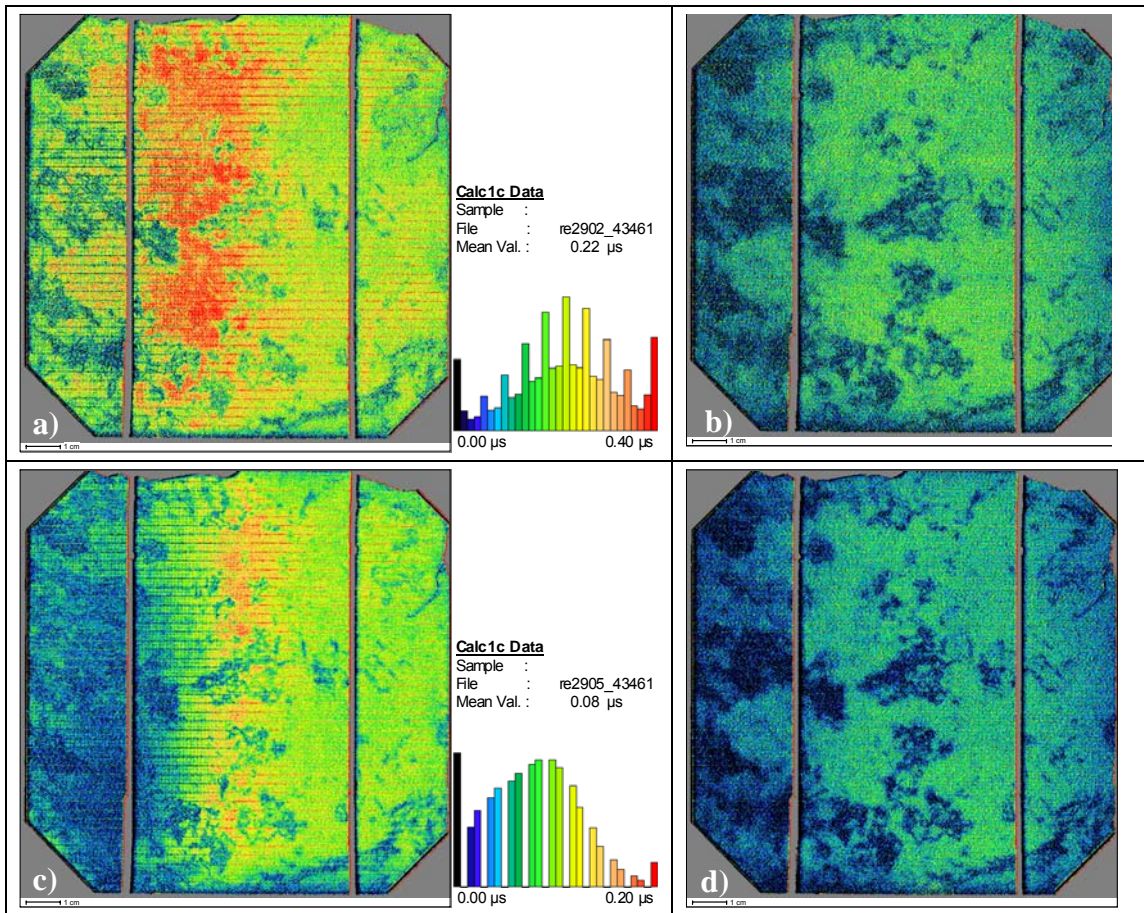


Abbildung 6.33:

Vergleich der Rückseitenkenngröße für unterschiedliche Injektionsniveaus. Gemessen mit Laser 3 bei 20 °C, a) ohne zusätzliche Beleuchtung mit, b) mit zusätzlicher Beleuchtung. Gemessen mit Laser 2 bei 25 °C, c) ohne zusätzliche Beleuchtung, d) mit zusätzlicher Beleuchtung. Die zwei Topogramme der Zelle 434611_258 in einer Zeile sind jeweils gleich skaliert. Für die Topogramme mit Beleuchtung sind die Rückseitenkenngrößen in etwa halbiert im Vergleich mit den Topogrammen ohne zusätzliche Beleuchtung.

Die Topogramme aus Abbildung 6.33 a) und b) weisen aufgrund der größeren Eindringtiefe des 940 nm Lasers einen größeren Anteil von S_{back} an der Rückseitenkenngröße auf. Die mit den verschiedenen Lasern erhaltenen absoluten Kenngrößen können daher

nicht direkt miteinander verglichen werden, der Effekt der globalen Beleuchtung ist aber für beide Messungen gleich: Die Rückseitenkenngröße halbiert sich um etwa die Hälfte bei Einschalten der zusätzlichen Beleuchtung.

Einen Vergleich der Rückseitenkenngröße für drei verschiedene Zelltypen zeigt Abbildung 6.34 anhand zweier rückseitenpassivierten Zellen, einmal kontaktiert mittels a) LFC und einmal mittels b) Photolithographie und Siebdruck, sowie einer Solarzelle mit c) ganzflächigem BSF. Um die Kenngrößen miteinander vergleichen zu können, wurden alle drei Zellen bei den gleichen Frequenzen mit demselben Laser vermessen. Außerdem handelte es sich um Wafer aus ähnlichen Säulenpositionen, wie an den vergleichbare Kornstruktur auf den Bildern gut zu erkennen ist.

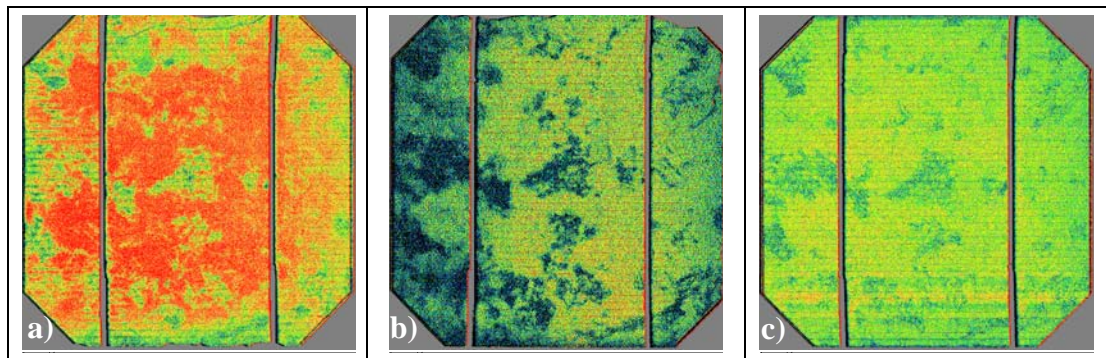


Abbildung 6.34: Vergleich der Rückseitenkenngrößen von Zelle 434611_268, 434611_258 und 434611_283. Alle Topogramme sind gleich skaliert und mit demselben Laser (830 nm) aufgenommen.

Im Vergleich der drei Topogramme fällt zunächst auf, dass die Zelle mit Rückseitenpassivierung plus Siebdruckkontaktierung die kleinste Rückseitenkenngröße aufweist. Die höchsten Werte finden sich dagegen bei der passivierten Zelle mit LFC-Prozessierung. Der Mittelwert der Rückseitenkenngröße korreliert für diese drei Messungen mit der Höhe der Leerlaufspannung (für a): 0.08 μs und 611 mV, b): 0.04 μs und 617 mV, c): 0.05 μs und 615 mV)

Die Rückseitenkenngröße in Bereichen mit vielen Korngrenzen und Versetzungen ist für die LFC und die BSF-Solarzelle sehr ähnlich, für die Zelle mit Siebdruckpunktkontakten finden sich niedrigere Werte in diesen Regionen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass die Lebensdauer im Volumenmaterial bei dieser Zelle aufgrund des fehlenden Aluminiumgetterns (im Vergleich mit Zelle 434611_283) und der eventuell weniger effektiver Wasserstoffpassivierung (im Vergleich mit der in Formiergas getemperten Zelle 434611_268) in den defekt- und versetzungsreichen Gebieten deutlich niedriger ist. Dies könnte die Phasenverschiebung des Messsignals an diesen Stellen und so die Berechnung der Rückseitenkenngröße auf diese Weise beeinflussen.

6.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde anhand von Simulationen im Detail gezeigt, dass auch multikristallines Material mit niedrigen Volumenlebensdauern von einer Rückseitenpassivierung profitiert.

Erste Ergebnisse mit Solarzellen einer Dicke unter 200 μm , passiviert mit dem am LSC Gelsenkirchen neu entwickelten SiO-SiN-Schichtsystem, erreichen bereits die Werte von Referenzzellen mit konventionellem BSF. Je nach Kontaktierungsmethode werden auf passivierten Solarzellen hohe Kurzschlussströme (LFC-Prozessierung) oder Leerlaufspannungen (Photolithographie und Siebdruck) erzielt.

Quanteneffizienzmessungen offenbarten, dass die rückseitenpassivierten Solarzellen und hier insbesondere die für den LFC-Prozess mit Aluminium bedampften Proben von der erhöhten internen Reflexion an der Zellrückseite profitieren. Des Weiteren zeigten die Solarzellen mit Rückseitenpassivierung eine starke Abhängigkeit der Quanteneffizienz im Langwelligen vom Injektionsniveau. Ohne den Einsatz einer zusätzlichen globalen Beleuchtung weisen die Kurven eine charakteristische Delle auf, die Werte sind stark erniedrigt.

Eine Anpassung der IQE-Messdaten mit und ohne Zuschaltung einer globalen Beleuchtung mit dem Simulationsprogramm PC1D ergab eine drastisch erhöhte Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit für den Fall ohne Beleuchtung.

Diese Ergebnisse wurden von Messungen mit der CELLOplus-Technik bestätigt, die sich als ein für die Charakterisierung von Rückseiteneffekten hervorragend geeignetes Instrument erwiesen hat. Sowohl die Kurzschlussstromamplitude als auch die aus Photoimpedanzdaten berechnete Rückseitenkenngröße zeigten eine Abhängigkeit vom Injektionsniveau für große Laserwellenlängen und niedrige Modulationsfrequenzen, beides entspricht hierbei einer hohen Sensitivität für Rückseiteneffekte.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Prozess für die Herstellung rückseitenpassivierter Solarzellen auf der Basis eines PECVD SiO-SiN-Schichtsystems als Passivierung entwickelt. Neben der erfolgreichen Implementierung der notwendigen Plasmaprozesse erfolgte eine breitgefächerte Untersuchung der Schichteigenschaften. Die Passivierungsqualität wurde im Hinblick auf den Solarzellprozess bezüglich ihrer Stabilität nach Hochtemperatur- sowie Metallisierungsschritten untersucht. Zudem wurde die komplette Zellfertigung an den Einsatz der Rückseitenpassivierung angepasst. Hier sind insbesondere die Entwicklung nasschemischer Prozesse zur Entfernung des Sägeschadens wie auch des parasitären Emitters, die Erstellung eines Photolithographiekonzepts zur Rückseitenöffnung und die Abstimmung des Siebdruckprozesses an die Anforderungen dünner, rückseitenpassivierter Proben zu nennen. Ein weiteres Augenmerk lag auf der orts aufgelösten Charakterisierung der so hergestellten Proben mit der CELLO-Messtechnik, im Focus waren insbesondere die Eigenschaften der Rückseitenpassivierung.

Folgende Ergebnisse seien an dieser Stelle noch einmal hervorgehoben:

Es konnte gezeigt werden, dass das SiO-SiN-Schichtsystem in seinen Passivierungseigenschaften einerseits von der Temperatur während der Deposition der Schichten und andererseits von der Qualität der Siliziumoberfläche hinsichtlich der angewendeten Reinigung und der Oberflächerauhigkeit abhängt. Die passivierende Wirkung des SiO-SiN-Schichtsystems bleibt auch unter einer Metallisierung erhalten, so dass die Eignung des Systems für den Einsatz in rückseitenpassivierten Solarzellen gegeben ist. Eine interessante Eigenschaft des Schichtsystems ist die reversible Degradation durch Strahlungseinwirkung, die anhand des aus der Literatur bekannten analogen Verhaltens von thermischem SiO₂ auf das PECVD-SiO_y zurückgeführt wurde.

Die Untersuchung des Einflusses der nasschemischen Reinigung vor der PECVD-Beschichtung mit Antireflex-SiN_x auf die Eigenschaften von Solarzellen offenbarte die Wirkung oxidierender Reinigungslösungen auf den Emitter. Hier konnte gezeigt werden, dass der Abtrag weniger Nanometer hochdotierten Materials von der Emitteroberfläche die Quanteneffizienz im Kurzwelligen und damit den Kurzschlussstrom deutlich erhöhen kann. Gleichzeitig wird durch diesen Effekt die Kontaktbildung auf der Zellvorderseite erschwert, was zu einer Reduzierung des Füllfaktors führt.

Die Anwendung des neuen SiO-SiN-Schichtsystems in einem angepassten Solarzellprozess ermöglichte die erfolgreiche Herstellung von rückseitenpassivierten Solarzellen mit 170 und 120 µm Dicke, die vergleichbare Zellparameter wie konventionellen Zellen mit ganzflächigem „*back surface field*“ aufwiesen. Für die 170 µm dicken Zellen zeigten die passivierten Solarzellen höhere Stromdichten. Eine Vergleichsgruppe von Zellen mit „*laser fired contacts*“ und der gleichen Passivierung lieferte die

höchsten Ströme aller Solarzellen. Quanteneffizienzmessungen belegten die Verbesserung in der Umsetzung niederenergetischen Lichts, hieran besitzt die erhöhte Reflexion an der Zellrückseite der passivierten Solarzellen einen großen Anteil.

Eine interessante Eigenschaft der rückseitenpassivierten Solarzellen wurde ebenfalls durch Quanteneffizienzmessungen entdeckt. Für Messungen ohne globale Beleuchtung mit Weißlicht weisen die Kurven eine charakteristische Delle deutlich reduzierter Quanteneffizienz im Langwelligen auf. Messungen bei einem höheren Injektionsniveau zeigen diesen Effekt nicht. Untersuchungen dieses Phänomens mit der CELLO-Mess-technik belegen seine Zuordnung zur Rückseitenpassivierung. Die eigentliche Ursache der Injektionsabhängigkeit ist noch nicht abschließend geklärt, hier müssen zukünftige Experimente ansetzen.

8 Literaturverzeichnis

1. Podewils, C., *Das Jahr der Entscheidungen*, in *Photon - das Solarstrom-Magazin*. Januar 2010. p. 26-33.
2. Wolfsegger, C., Fraile, D., Teske, S., *Solar Generation V*. 2008, EPIA and Greenpeace International: Brüssel. p. 39-45.
3. Degoulange, J., et al., *Multicrystalline silicon wafers prepared from upgraded metallurgical feedstock*. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2008. **92**(10): p. 1269-73.
4. Vedde, J. and R. Tronstad. *Upgraded metallurgical silicon for monocrystalline solar cells*. in *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2006. Dresden, Germany.
5. Dubois, S., et al. *Light-induced degradation and regeneration in compensated upgraded metallurgical silicon*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
6. Van Kerschaver, E., et al. *Record high performance modules based on screen printed MWT solar cells*. in *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaics Specialists Conference*. 2002. New Orleans, Louisiana, USA.
7. Clement, F., et al. *Industrially feasible multi crystalline metal wrap through (mwt) silicon solar cells exceeding 16% efficiency*. in *Technical Digest of the 17th International Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2007. Fukuoka, Japan.
8. Romijn, I., et al. *Aspire: A new industrial MWT cell technology enabling high efficiencies on thin and large mc-Si wafers*. in *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2007. Milan, Italy.
9. Clement, F., et al., *High throughput via-metallization technique for multicrystalline metal wrap through (mwt) silicon solar cells exceeding 16% efficiency*. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 2009. **94**(1): p. 51-6.
10. Kress, A., et al. *Low-cost back contact silicon solar cells applying the emitter-wrap-through (EWT) concept*. in *Proceedings of the 2nd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 1998. Vienna, Austria.
11. Engelhard, P., et al., *The RISE-EWT (rear interdigitated single evaporation - emitter wrap through) solar cell - a new approach towards simple high efficiency silicon solar cells*, in *Laseranwendungen in der Photovoltaik*. 2005: Coherent Lambda Physik GmbH, Göttingen.
12. Hilali, M.M., P. Hacke, and J.M. Gee. *Two-dimensional modeling of EWT multicrystalline silicon solar cells and comparison with the IBC solar cell*. in *Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 2006. Waikoloa, Hawaii, USA.
13. Haverkamp, H., S. Scholz, and G. Hahn. *Screen printed EWT cells: limitations and alternative approaches to the manufacturing process*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.

14. Mingirulli, N., et al. *18.8% EWT-cells with screen-printed metallization and single step side selective emitter formation*. in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.
15. Jäger, U., et al. *Selective emitter by laser doping from phosphosilicate glass*. in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.
16. Juzumas, V., et al. *Laser ablation of passivating barrier layer coated silicon using high repetition rate femtosecond pulses for selective emitter formation*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
17. Dastgheib-Shirazi, A., et al. *Selective emitter for industrial solar cell production: a wet chemical approach using a single side diffusion process*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
18. Book, F., B. Raabe, and G. Hahn. *Two diffusion step selective emitter: comparison of mask opening by laser or etching paste*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
19. Yao, G., J. Zhao, and J.E. Cotter. *Metal stencil-printed selective emitter silicon solar cell fabrication on CZ wafer*. in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005. Barcelona, Spain.
20. Debarge, L., et al., *Selective emitter formation with a single screen-printed P-doped paste deposition using out-diffusion in an RTP-step*. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2002. **74**(1-4): p. 71-5.
21. Pirozzi, L., et al., *Selective emitters in buried contact silicon solar cells: some low-cost solutions*. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2001. **65**(1-4): p. 287-95.
22. Clugston, D.A. and P.A. Basore. *PCID version 5: 32-bit solar cell modeling on personal computers*. in *Proceedings of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1997. Anaheim, California, USA: IEEE; New York, NY, USA.
23. Aberle, A.G., *Crystalline silicon solar cells: advanced surface passivation and analysis of crystalline silicon solar cells*. 1999, Sydney, Australia.
24. Schultz, O., S. Riepe, and S.W. Glunz, *Influence of high-temperature processes on multicrystalline silicon*. *Solid State Phenomena*, 2004. **95-96**: p. 235-40.
25. Macdonald, D. and A. Cuevas. *The trade-off between phosphorus gettering and thermal degradation in multicrystalline silicon*. in *Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2000. Glasgow, UK: James & James, London, UK, 2000.
26. Agostinelli, G., et al. *Rear surface passivation for industrial solar cells on thin substrates*. in *Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 2006. Waikoloa, Hawaii, USA.
27. Agostinelli, G., et al. *Silicon solar cells on ultra-thin substrates for large scale production*. in *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2006. Dresden, Germany.

28. Agostinelli, G., et al. *Thin solar cells: issues and processing for high efficiency*. in *Proceedings of the 17th NREL Workshop on Crystalline Silicon Solar Cells & Modules: Materials and Processes*. 2007. Vail, Colorado, USA.
29. Hofmann, M., et al. *Silicon nitride-silicon oxide stacks for solar cell rear side passivation*. in *Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2004. Paris, France: WIP-Munich, ETA-Florence.
30. Hofmann, M., et al. *Firing stable surface passivation using all-PECVD stacks of $\text{SiO}_x\text{:H}$ and $\text{SiN}_x\text{:H}$* . in *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference* 2007. Milan, Italy.
31. Hofmann, M., et al., *PECVD-ONO: a new deposited firing stable rear surface passivation layer system for crystalline silicon solar cells*. *Advances in OptoElectronics*, 2008. **2008**: p. 1-10.
32. Green, M.A., *Solar cells: operating principles, technology and system applications*. 1986, Kensington: UNSW.
33. Sze, S.M., *Physics of Semiconductor Devices*. 2nd ed. 1981, New York: John Wiley & Sons.
34. Sze, S.M., *Semiconductor devices, physics and technology*, ed. M.H. AT&T Bell Laboratories, New Jersey. 1985, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley & Sons.
35. Goetzberger, A., B. Voß, and J. Knobloch, *Sonnenenergie: Photovoltaik*. 1994, Stuttgart: Teubner Studienbücher Physik.
36. Würfel, P., *Physik der Solarzellen*. 1995, Heidelberg, Berlin, Oxford: Spektrum Akademischer Verlag.
37. Agostinelli, G., et al. *Screen printed large area crystalline silicon solar cells on thin substrates*. in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005. Barcelona, Spain.
38. Cuevas, A., et al., *High minority carrier lifetime in phosphorus-gettered multicrystalline silicon*. *Applied Physics Letters*, 1997. **70**(8): p. 1017-19.
39. Hahn, G., et al. *Improvement of MC Si solar cells by Al-gettering and hydrogen passivation*. in *Proceedings of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1997. Anaheim, California, USA: IEEE; New York, NY, USA.
40. Rinio, M., et al. *Defect redistribution by low temperature annealing in ingot silicon solar cells*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
41. Stocks, M.J., A.J. Carr, and A.W. Blakers, *Texturing of polycrystalline silicon*. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 1996. **40**(1): p. 33-42.
42. Schultz, O., et al. *Texturing of multicrystalline silicon with acidic wet chemical etching and plasma etching*. in *Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 2003. Osaka, Japan: WCPEC-3 Organizing Committee, December 2003.
43. Hauser, A., et al. *A simplified process for isotropic texturing of mc-Si*. in *Proceedings of 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 2003.

44. Pysch, D., et al., *Comprehensive analysis of advanced solar cell contacts consisting of printed fine-line seed layers thickened by silver plating*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2009. **17**: p. 101-14.
45. Mette, A., et al., *Metal aerosol jet printing for solar cell metallization*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2007. **115**: p. 621-7.
46. Hörteis, M., et al. *Different aspects of seed layer-printed and light-induced plated front side contacts*. in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.
47. Clement, F., et al., *Industrially feasible multi-crystalline metal wrap through (MWT) silicon solar cells exceeding 16% efficiency*. Solar Energy Materials & Solar Cells, 2009. **93**(6-7): p. 1051-55.
48. Mingirulli, N., et al. *Passivation of laser-drilled via holes for emitter-wrap-through-cells*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
49. Van Kerschaver, E. and G. Beaucarne, *Back-contact solar cells: a review*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2006. **14**(2): p. 107-23.
50. Horzel, J., et al. *A simple processing sequence for selective emitters*. in *Proceedings of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1997. Anaheim, California, USA: IEEE; New York, NY, USA.
51. Glunz, S.W., *High-efficiency crystalline silicon solar cells*. Advances in OptoElectronics, 2007. **2007**: p. 97370/1-15.
52. Rein, S., *Lifetime spectroscopy: a method of defect characterization in silicon for photovoltaic applications*, ed. R. Hull, et al. 2005, Berlin: Springer.
53. Schmidt, J., *Untersuchungen zur Ladungsträgerrekombination an den Oberflächen und im Volumen von kristallinen Silicium-Solarzellen*, in *Fachbereich Physik*. 1998, Universität Hannover.
54. Shockley, W. and W.T.J. Read, *Statistics of the recombinations of holes and electrons*. Physical Review, 1952. **87**(5): p. 835-42.
55. Hall, R.N., *Electron-hole recombination in germanium*. Physical Review, 1952. **87**: p. 387.
56. Schmidt, J. and A.G. Aberle, *Carrier recombination at silicon-silicon nitride interfaces fabricated by plasma-enhanced chemical vapor deposition*. Journal of Applied Physics, 1999. **85**(7): p. 3626-33.
57. Aberle, G.A., *Untersuchung zur Oberflächenpassivierung von hocheffizienten Silicium-Solarzellen*, in *Fakultät Für Physik*. 1991, Universität Freiburg.
58. Aberle, A.G., S. Glunz, and W. Warta, *Impact of illumination level and oxide parameters on Shockley-Read-Hall recombination at the Si-SiO₂ interface*. Journal of Applied Physics, 1992. **71**(9): p. 4422-31.
59. Girisch, R.B.M., R.P. Mertens, and R.F. De Keersmaecker, *Determination of Si-SiO₂ interface recombination parameters using a gate-controlled point-junction diode under illumination*. IEEE Transactions on Electron Devices, 1988. **35**(2): p. 203-22.
60. Sproul, A.B., *Dimensionless solution of the equation describing the effect of surface recombination on carrier decay in semiconductors*. Journal of Applied Physics, 1994. **76**(5): p. 2851-4.

61. Grivickas, V., D. Noreika, and J.A. Tellesfen, *Surface and auger recombination in silicon wafers of high carrier density*. Lithuanian Physics Journal, 1989. **29**(5): p. 48-53.
62. Fischer, B., *Loss analysis of crystalline silicon solar cells using photoconductance and quantum efficiency measurements*, in *Fachbereich Physik*. 2003, Universität Konstanz.
63. Van de Walle, C.G. and B.R. Tuttle, *Microscopic theory of hydrogen in silicon devices*. IEEE Transactions on Electron Devices, 2000. **47**(10): p. 1779.
64. Honsberg, C.B., et al. *Characterisation and measurement of silicon solar cells with floating junction passivation*. in *Proceedings of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1997. Anaheim, California, USA: IEEE; New York, NY, USA.
65. Dauwe, S., et al., *Experimental evidence of parasitic shunting in silicon nitride rear surface passivated solar cells*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2002. **10**(4): p. 271-8.
66. Aberle, A., et al. *SiO₂-passivated high efficiency silicon solar cells: process dependence of Si-SiO₂ interface recombination*. in *Proceedings of the 10th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 1991. Lisbon, Portugal.
67. Sana, P., et al. *The effect of aluminum treatment and forming gas anneal on EFG silicon solar cells*. in *Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1993. Louisville, Kentucky, USA.
68. Glunz, S.W., et al., *Field-effect passivation of the SiO₂-Si interface*. Journal of Applied Physics, 1999. **86**(1): p. 683-91.
69. Rinio, M., et al. *Measurement of the normalized recombination strength of dislocations in multicrystalline silicon solar cells*. in *9th International Autumn Meeting. Gettering and Defect Engineering in Semiconductor Technology. GADEST 2001*. 2001/2. Catania, Italy: Diffus. Defect Data B, Solid State Phenom. (Switzerland), Switzerland: Balaban Publishers; Scitec Publications, 2002.
70. Mitchell, J. *Surface passivation of multi-crystalline silicon by multi-layer deposition of hydrogenated amorphous silicon*. in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.
71. Dauwe, S., J. Schmidt, and R. Hezel. *Very low surface recombination velocities on p- und n-type silicon wafers passivated with hydrogenated amorphous silicon films*. in *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaics Specialists Conference*. 2002. New Orleans, Louisiana, USA.
72. Schaper, M., et al., *20.1%-efficient crystalline silicon solar cell with amorphous silicon rear-surface passivation*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2005. **13**: p. 381-6.
73. De Wolf, S., et al., *Low-cost rear side floating junction solar-cell issues on mc-Si*. Solar Energy Materials & Solar Cells, 2006. **90**: p. 3431-7.
74. Hofmann, M., et al., *Stack system of PECVD amorphous silicon and PECVD silicon oxide for silicon solar cell rear side passivation*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2008. **16**(6): p. 509-18.

75. Gatz, S., et al., *Thermal stability of amorphous silicon/silicon nitride stacks for passivating crystalline silicon solar cells*. Applied Physics Letters, 2008. **93**: p. 1-3.
76. Maeckel, H. and R. Lüdemann, *Detailed study of the composition of hydrogenated SiNx layers for high-quality silicon surface passivation*. Journal of Applied Physics, 2002. **92**(5): p. 2602-9.
77. Borchert, D., et al. *Silicon nitride for backside passivation of multicrystalline solar cells*. in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005. Barcelona, Spain.
78. Rohatgi, A., S. Narasimha, and D.S. Ruby. *Effective passivation of the low resistivity silicon surface by a rapid thermal oxide/pecvd silicon nitride stack and its application to passivated rear and bifacial si solar cells*. in *Proceedings of the 2nd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 1998. Vienna, Austria.
79. Romijn, I.G., et al. *High efficiencies on mc-si solar cells enabled by industrial firing through rear side passivating sinx:h*. in *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2006. Dresden, Germany.
80. Elmiger, J.R. and M. Kunst, *Investigation of the silicon-plasma silicon nitride interface with in situ transient photoconductivity measurements*. Applied Surface Science, 1996. **103**(1): p. 11-18.
81. Schmidt, J., et al., *Observation of multiple defect states at silicon-silicon nitride interfaces fabricated by low-frequency plasma-enhanced chemical vapor deposition*. Applied Physics Letters, 1997. **71**(2): p. 252-4.
82. Martín, I., et al., *Surface passivation of p-type crystalline Si by plasma enhanced chemical vapor deposited amorphous SiC_x:H films*. Applied Physics Letters, 2001. **79**(14): p. 2199-201.
83. Martín, I., et al., *Characterization and application of a-SiC_x:H films for the passivation of the c-Si surface*. Thin Solid Films, 2002. **403-404**: p. 476-9.
84. Suwito, D., et al. *High-efficiency silicon solar cells with intrinsic and doped A-SiC_x rear side passivation*. in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.
85. Janz, S., et al., *Phosphorus-doped SiC as an excellent p-type Si surface passivation layer*. Applied Physics Letters, 2006. **88**(133516): p. 1-2.
86. Glunz, S.W., et al. *Surface passivation of silicon solar cells using amorphous silicon carbide layers*. in *Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 2006. Waikoloa, Hawaii, USA.
87. Janz, S., et al. *Amorphous silicon carbide hetero-emitters for high efficiency silicon solar cells*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
88. Agostinelli, G., et al., *Very low surface recombination velocities on p-type silicon wafers passivated with a dielectric with fixed negative charge*. Solar Energy Materials, 2006. **90**: p. 3438-43.
89. Hoex, B., et al., *Ultralow surface recombination of c-Si substrates passivated by plasma-assisted atomic layer deposited Al₂O₃*. Applied Physics Letters, 2006. **89**(042112): p. 042112/1-3.

90. Schmidt, J., et al., *Surface passivation of high-efficiency silicon solar cells by atomic-layer-deposited Al_2O_3* . Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2008. **16**(6): p. 461-6.
91. Hoex, B., et al., *Silicon surface passivation by atomic layer deposited Al_2O_3* . Journal of Applied Physics, 2008. **104**: p. 044903.
92. Dingemans, G., et al. *Firing stability of atomic layer deposited Al_2O_3 for c-Si surface passivation*. in *Proceedings of the 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 2009. Philadelphia, USA.
93. Kania, D., et al. *Industrial negatively charged c-Si surface passivation by inline PECVD AlO_x* . in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.
94. Schultz, O., et al. *Silicon oxide / silicon nitride stack systems for 20% efficient silicon solar cells*. in *Proceedings of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 2005. Orlando, Florida, USA.
95. Hofmann, M., *Rear surface conditioning and passivation for locally contacted crystalline silicon solar cells*, in *Fachbereich Physik*. 2008, Universität Konstanz: Freiburg im Breisgau.
96. Hofmann, M., et al., *Patentantrag DE102006046726A1*.
97. Agostinelli, G., Beaucarne, G., Choulart, P., *Photovoltaic cell with thick silicon oxide and silicon nitride passivation fabrication*, *Patent WO/2006/097303*. 2006.
98. Hofmann, M., et al., *Recent developments in rear surface passivation at Fraunhofer ISE Solar Energy Materials & Solar Cells*, 2009. **2009**(93): p. 1074-8.
99. Jousse, D., J. Kanicki, and J.H. Stathis, *Observation of multiple silicon dangling bond configurations in silicon nitride* Applied Physics Letters, 1989. **54**(11): p. 1043-5.
100. Dauwe, S., et al. *Fixed charge density in silicon nitride films on crystalline silicon surfaces under illumination*. in *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaics Specialists Conference*. 2002. New Orleans, Louisiana, USA.
101. Zhang, X.G., *Electrochemistry of silicon and its oxide*. 2001, New York: Kluwer Academic / Plenum Publisher.
102. Sato, K., et al., *Characterization of orientation-dependent etching properties of single-crystal silicon: effects of KOH concentration*. Sensors and Actuators A: Physical, 1998. **64**(1): p. 87-93.
103. Biro, D., et al. *High capacity walking string diffusion furnace*. in *From PV Technology to Energy Solutions*. 2002. Rome, Italy.
104. Biro, D., et al., *Dotiergemisch für die Dotierung von Halbleitern*, in *Deutsches Patent (DE 102005025933B3)*. 2006, centrotherm Photovoltaics GmbH + Co. KG, Blaubeuren Fraunhofer Gesellschaft zur Förderung der angewandten Forschung e. V., München: Germany.
105. Voyer, C., et al. *Progress in the use of sprayed phosphoric acid as an inexpensive dopant source for industrial solar cells*. in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005. Barcelona, Spain.

106. Voyer, C., *Innovative Technologien zur Emittiererzeugung für kristalline Solarzellen* in *Fakultät für Angewandte Wissenschaften*. 2008, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau: Freiburg im Breisgau.
107. Bentzen, A., et al., *High concentration in-diffusion of phosphorus in Si from a spray-on source*. *Journal of Applied Physics*, 2006. **99**: p. 064502.
108. Bentzen, A. and A. Holt. *Correspondence between sheet resistance and emitter profile of phosphorus diffused emitters from a spray-on dopant*. in *Proceedings of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 2005. Orlando, USA.
109. Solmi, S., et al., *Dopant and carrier concentration in Si in equilibrium with monoclinic SiP precipitates*. *Physical Review B*, 1996. **53**(12): p. 7836-41.
110. Peters, S., *Rapid thermal processing of crystalline silicon materials and solar cells*, in *Fachbereich Physik*. 2004, Universität Konstanz: Konstanz.
111. Bentzen, A., et al., *Gettering of transition metal impurities during phosphorus emitter diffusion in multicrystalline silicon solar cell processing*. *Journal of Applied Physics*, 2006. **99**: p. 093509.
112. Cuevas, A., et al. *Evidence of impurity gettering by industrial phosphorus diffusion*. in *Proceedings of the 28th IEEE Photovoltaics Specialists Conference*. 2000. Anchorage, Alaska, USA.
113. Rinio, M., E. Zippel, and D. Borchert. *Spatial redistribution of recombination centres by the solar cell process*. in *Proceeding of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. 2005. Barcelona, Spain.
114. Borchert, D. and M. Rinio, *Interaction between process technology and material quality during the processing of multicrystalline silicon solar cells*. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 2009. **20**(12): p. 487-92.
115. Lieberman, M.A. and A.J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*. 1994: John Wiley & Sons, Inc.
116. Mette, A., *New concepts for front side metallization of industrial silicon solar cells*, in *Fakultät für Angewandte Wissenschaften*. 2007, Universität Freiburg: Freiburg.
117. Schubert, G., F. Huster, and P. Fath, *Physical understanding of printed thick-film front contacts of crystalline Si solar cells—Review of existing models and recent developments*. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 2006. **90**: p. 3399-406.
118. Ballif, C., et al., *Silver thick-film contacts on highly doped n-type silicon emitters: structural and electronic properties of the interface*. *Applied Physics Letters*, 2003. **82**(12): p. 1878-80.
119. Huster, F. *Investigation of the alloying process of screen printed aluminium pastes for the BSF formation on silicon solar cells*. in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005. Barcelona, Spain.
120. Huster, F. and G. Schubert. *ECV doping profile measurements of aluminium alloyed back surface fields*. in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005. Barcelona, Spain.
121. Kaminski, A., et al., *Aluminium BSF in silicon solar cells*. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2002. **72**(1-4): p. 373-9.

122. Sopori, B., et al. *Studies on backside al-contact formation in si solar cells: fundamental mechanisms* in *Proceedings of the Materials Research Society - Fall Meeting*. 2008. Boston, Massachusetts.
123. Glunz, S.W., et al. *Comparison of different dielectric passivation layers for application in industrially feasible high-efficiency crystalline silicon solar cells.* in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005. Barcelona, Spain.
124. Schneiderlöchner, E., et al., *Laser-fired rear contacts for crystalline silicon solar cells*. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 2002. **10**: p. 29-34.
125. Plekhanov, P.S., M.D. Negoita, and T.Y. Tan, *Effect of Al-induced gettering and back surface field on the efficiency of Si solar cells*. *Journal of Applied Physics*, 2001. **90**(10): p. 5388- 94.
126. Hieslmair, H., S. McHugo, and E.R. Weber. *Aluminum backside segregation gettering*. in *Proceedings of the 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1996. Washington DC, USA.
127. Sana, P., et al., *Gettering and hydrogen passivation of edge-defined film-fed grown multicrystalline silicon solar cells by Al diffusion and forming gas anneal*. *Applied Physics Letters*, 1994. **64**(1): p. 97-9.
128. Lölgén, P., et al. *Al treatment-induced improvement in bulk carrier lifetime measured independently from surface effects*. in *Proceedings of the 12th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 1994. Amsterdam, The Netherlands: H.S. Stephens & Associates, Bedford, UK, 1994.
129. Nagel, H., C. Berge, and A.G. Aberle, *Generalized analysis of quasi-steady-state and quasi-transient measurements of carrier lifetimes in semiconductors*. *Journal of Applied Physics*, 1999. **86**(11): p. 6218- 21.
130. Lauer, K., et al., *Detailed analysis of the microwave-detected photoconductance decay in crystalline silicon*. *Journal of Applied Physics*, 2008. **104**: p. 104503.
131. Brendel, R., *Note on the interpretation of injection-level-dependent surface recombination velocities*. *Applied Physics A*, 1995. **60**: p. 523-4.
132. Aberle, A.G., J. Schmidt, and R. Brendel, *On the data analysis of light-biased photoconductance decay measurements*. *Journal of Applied Physics*, 1996. **79**(3): p. 1491-6.
133. Sinton, R.A. and A. Cuevas, *Contactless determination of current-voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data*. *Applied Physics Letters*, 1996. **69**(17): p. 2510-2.
134. Sinton, R.A., A. Cuevas, and M. Stuckings. *Quasi-steady-state photoconductance, a new method for solar cell material and device characterization*. in *Proceedings of the 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1996. Washington DC, USA: IEEE; New York, NY, USA.
135. Cuevas, A. and R.A. Sinton, *Prediction of the open-circuit voltage of solar cells from the steady-state photoconductance*. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 1997 **5**: p. 79-90.

136. Cuevas, A. and D. Macdonald, *Measuring and interpreting the lifetime of silicon wafers*. Solar Energy, 2004. **76**(1-3): p. 255-62.
137. Kopfer, J.M., Keipert-Colberg, S., Borchert D., *Capacitance-voltage characterization and stability investigation of silicon oxide and silicon nitride coatings as passivation layers for crystalline silicon solar cells*. Thin Solid Films, 2010. **submitted**.
138. Nicollian, E.H. and J.R. Brews, *MOS (metal oxide semiconductor) physics and technology*. 1982, New York Chichester Brisbane Toronto Singapore: Wiley.
139. Kasemann, M., et al., *Comparison of luminescence imaging and illuminated lock-in thermography on silicon solar cells*. Applied Physics Letters, 2006. **89**(22): p. 224102/1-3.
140. Bothe, K., et al. *Electroluminescence imaging as an in-line characterisation tool for solar cell production*. in *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Energy Conference*. 2006. Dresden, Germany.
141. Fuyuki, T., et al., *Photographic surveying of minority carrier diffusion length in polycrystalline silicon solar cells by electroluminescence*. Applied Physics Letters, 2005. **86**(262108): p. 262108/1-3.
142. Trupke, T., et al., *Photoluminescence imaging of silicon wafers*. Applied Physics Letters, 2006. **89**(044107): p. 1-3.
143. Fuyuki, T., et al., *Analytic findings in the electroluminescence characterization of crystalline silicon solar cells* Journal of Applied Physics, 2007. **101**: p. 023711.
144. Würfel, P., et al., *Diffusion lengths of silicon solar cells from luminescence images*. Journal of Applied Physics, 2007. **101**: p. 123110.
145. Hinken, D., et al., *Series resistance imaging of solar cells by voltage dependent electroluminescence*. Applied Physics Letters, 2007. **91**(182104): p. 1-3.
146. Glatthaar, M., et al., *Spatially resolved determination of dark saturation current and series resistance of silicon solar cells*. Physica Status Solidi RRL, 2010. **4**(1): p. 13-15.
147. Rinio, M., *Untersuchung der prozessabhängigen Ladungsträgerrekombination an Versetzungen in Siliziumsolarzellen*, in *Fakultät für Chemie und Physik*. 2004, Technische Universität Bergakademie Freiberg.
148. Porre, O., M. Stemmer, and M. Pasquinelli, *LBIC and diffusion length mapping applied to the investigation of gettering by aluminium diffusion in multicrystalline silicon*. Materials Science and Engineering B, 1994. **B24**: p. 188-91.
149. Rinio, M., et al. *New results using a low temperature anneal in processing of multicrystalline solar cells*. in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.
150. Carstensen, J., et al., *CELLO: an advanced LBIC measurement technique for solar cell local characterization*. Solar Energy Materials & Solar Cells, 2003. **2003**(76): p. 599-611.
151. MacDonald, J.R., *Impedance Spectroscopy*. 1987, Chichester: John Wiley & Sons.

152. Carstensen, J., Foca, E., Keipert, S., Föll, H., Leisner, M., Cojocar, A., *New modes of FFT impedance spectroscopy applied to semiconductor pore etching and materials characterization*. Physica Status Solidi (a), 2008. **205**(11): p. 2485-2503.
153. Schütt, A., Keipert, S., Carstensen, J., Föll, H., *Modeling of the frequency dependence of the CELLO photo current for increasing measurement speed and identification of defect types*. in *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2007. Milan, Italy.
154. Carstensen, J., Schütt, A., Föll, H., *CELLO measurements with FFT impedance analysis: drastic increase of measurement speed for analysis of local solar cell defects*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
155. Müller, S., *Personal communication*. 2007.
156. Smith, D.L., *Controlling the plasma chemistry of silicon nitride and oxide deposition from silane*. Journal of Vacuum Science Technology, 1992. **11**(4): p. 1843-50.
157. Smith, D.L. and A.S. Alimonda, *Chemistry of SiO₂ plasma deposition*. Journal of the Electrochemical Society: Solid-State Science and Technology, 1993. **140**(5): p. 1496-503.
158. Riera, M., et al., *Modeling of non-stoichiometric silicon oxides obtained by plasma enhanced chemical vapour deposition process*. Thin Solid Films, 2007. **515**: p. 3380-6.
159. Kleppmann, W., *Taschenbuch Versuchsplanung*. 4. ed. 2006, München: Carl Hanser Verlag.
160. Rinio, M., et al. *Hydrogen passivation of extended defects in multicrystalline silicon solar cells*. in *Proceeding of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2006. Dresden.
161. Hesse, M., Meier, H., Zeeh, B., *Spektroskopische Methoden in der organischen Chemie*. 7. ed. 2005, Stuttgart: Thieme.
162. Stuart, B., *Infrared Spectroscopy: Fundamentals and Applications*. 2004, Chichester: Wiley.
163. Pai, P.G., et al., *Infrared spectroscopic study of SiO_x films produced by plasma enhanced chemical vapor deposition*. Journal of Vacuum Science & Technology A 1986. **4**(3): p. 689-94.
164. Tsu, D.V., G. Lucovsky, and M.J. Mantini, *Local atomic structure in thin films of silicon nitride and silicon diimide produced by remote plasma-enhanced chemical-vapor deposition*. Physical Review B, 1986. **33**(10): p. 7069-76.
165. Kim, Y.T., et al., *Influence of hydrogen on SiO₂ thick film deposited by PECVD and FHD for silica optical waveguide*. Crystal Research and Technology, 2002. **37**: p. 1257-63.
166. Dupuis, J., et al., *Impact of PECVD SiON stoichiometry and post-annealing on the silicon surface passivation*. Thin Solid Films, 2008. **516**(20): p. 6954-8.
167. Scopel, W.L., et al., *Structural investigation of Si-rich amorphous silicon oxynitride films*. Thin Solid Films, 2003. **425**: p. 275-81.

168. Criado, D., I. Pereyra, and M.I. Alayo, *Study of nitrogen-rich silicon oxynitride films obtained by PECVD*. Materials Characterization, 2003. **50**: p. 167-71.
169. Morales, A., et al., *Comparative study between silicon-rich oxide films obtained by LPCVD and PECVD*. Physica E, 2007. **38**: p. 54-8.
170. Alayo, M.I., I. Pereyra, and M.N.P. Carreno, *Thick SiO_xN_y and SiO₂ films obtained by PECVD technique at low temperatures*. Thin Solid Films, 1998. **1998**(332): p. 40-5.
171. Fujiwara, H., *Spectroscopic Ellipsometry - Principles and Applications*. 2009, Chichester: Wiley.
172. Fitch, J.T., et al., *The effect of post-deposition thermal processing on MOS gate oxides formed by remote pecvd*. Journal of Electronic Materials, 1990. **19**(2): p. 151-8.
173. Hangleiter, A. and R. Häcker, *Enhancement of band-to-band Auger recombination by electron-hole correlations*. Physical Review Letters, 1990. **65**(2): p. 215-18.
174. Keipert, S., et al. *Influence of different wet chemical cleaning procedures prior to silicon nitride deposition on solar cell performance and surface passivation*. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
175. Kern, W. and D. Puotinen, *Cleaning solutions based on hydrogen peroxide for use in silicon semiconductor technology*. RCA Review, 1970. **31**: p. 187.
176. Angermann, H., *Characterization of wet-chemically treated silicon interfaces by surface photovoltage measurements*. Analytical and Bioanalytical Chemistry, 2002. **374**: p. 676-80.
177. de Wolf, S., et al., *Influence of stoichiometry of direct plasma-enhanced chemical vapor deposited SiN_x films and silicon substrate surface roughness on surface passivation*. Journal of Applied Physics, 2005. **97**: p. 063303.
178. Barkmann, N., *CV-Messungen an ausgewählten Passivierungsschichten*, in *Studienrichtung Maschinentechnik: Zukunftsenergien*. 2010, Technische Fachhochschule Georg Agricola Bochum.
179. Winokur, P.S. and M.M. Sokoloski, *Comparison of interface-state buildup in MOS capacitors subjected to penetrating and nonpenetrating radiation*. Applied Physics Letters, 1976. **28**(10): p. 627-30.
180. Reed, M.L. and J.D. Plummer, *Chemistry of Si-SiO₂ interface trap annealing*. Journal of Applied Physics, 1988. **12**(63): p. 5776-93.
181. Stesmans, A., *Interaction of Pb defects at the (111) Si/SiO₂ interface with molecular hydrogen: simultaneous action of passivation and dissociation*. Journal of Applied Physics, 2000. **88**(1): p. 489-97.
182. Dekkers, H.F.W. and G. Beaucarne, *Molecular hydrogen formation in hydrogenated silicon nitride*. Applied Physics Letters, 2006. **89**(211914): p. 1-3.
183. Keipert-Colberg, S., et al. *Investigation and development of industrial feasible cleaning sequences prior to silicon nitride deposition enhancing multicrystalline silicon solar cell efficiency*. in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.

184. Green, M.A. and A.W. Blakers, *Relationship between the blue response and open-circuit voltage of high performance silicon solar cells*. IEEE Transactions on Electron Devices, 1983. **30**(10): p. 1360-5.
185. Tool, C.J.J., et al. *Almost 1% absolute efficiency increase in mc-si solar cell manufacturing with simple adjustments to the processing sequence*. in *21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2006. Dresden, Germany.
186. Zerres, T., et al. *High speed mapping of sheet resistance on large area wafers: the fakir system*. in *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2001. Munich, Germany: WIP-Munich and ETA-Florence.
187. Rouchon, D., et al., *Study of ultrathin silicon oxide films by ftir-atr and arxps after wet chemical cleaning processes*. Surface and Interface Analysis, 2002. **34**: p. 445-50.
188. Ermolieff, A., et al., *Silicon wafer cleaning processes and ozone oxide growth as studied by angle-resolved x-ray photoelectron spectroscopy (ARXPS) and ellipsometry*. Surface and Interface Analysis, 2002. **33**: p. 433-6.
189. Sinton, R.A. and A. Cuevas. *A quasi-steady-state open-circuit voltage method for solar cell characterization*. in *Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2000. Glasgow, UK: James & James, London, UK, 2000.
190. Watts, J.F., Wolstenholme, J., *An Introduction to Surface Analysis by XPS and AES*. 2003, Chichester: John Wiley & Sons.
191. Ariza, M.J., F. Martin, and D. Leinen, *XPS surface analysis of monocrystalline silicon solar cells for manufacturing control*. Applied Physics A, 2001. **73**: p. 579-84.
192. Voyer, C., et al. *Fabrication of textured solar cells using sprayed phosphoric acid as the dopant source for the in-line emitter diffusion*. in *21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2006. Dresden, Germany.
193. Ickler, B., *Untersuchung und Optimierung von Inline-Phosphoremittern für den Einsatz in multikristallinen Siliziumsolarzellen*. 2009, Fachhochschule Gelsenkirchen.
194. Sze, S.M., *Semiconductor devices, Physics and Technology*. . 2 ed. 2001, New York: John Wiley & Sons Inc. .
195. Mazur, R.G., Dickey, D.H., *A spreading resistance technique for resistivity measurements on silicon*. J. Electrochem. Soc., 1966. **113**(3): p. 255-259.
196. Dickey, D.H., *A poisson solver for spreading resistance analysis*. Journal of Vacuum Science Technology B, 1991. **10**(1): p. 438-41.
197. Seidel, H., et al., *Anisotropic etching of crystalline silicon in alkaline solutions. I. Orientation dependence and behavior of passivation layers*. Journal of the Electrochemical Society, 1990. **137**(11): p. 3612-26.
198. Bentzen, A., et al., *The influence of structural defects on phosphorus diffusion in multicrystalline silicon*. Solar Energy Materials & Solar Cells, 2006. **90**: p. 3193-8.
199. Itano, M., et al., *Particle removal from silicon wafer surface in wet cleaning process*. IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing, 1993. **6**(3): p. 258-67.

200. Rinio, M., *TwoDiodes*. 2006.
201. Botchak Mouafi, Y.P., *Siebdruck feiner Linien zur Strukturierung von Solarzellenkontakten*, in *Fakultät für Physik und Astronomie*. 2010, Ruhr-Universität Bochum: Bochum.
202. Hilali, M.M. and S. Asher, *Development of screen-printed silicon solar cells with high fill factors on 100 Ω /sq emitters*. IEEE Transactions on Electron Devices, 2004. **51**(6): p. 948-55.
203. Sheoran, M., A. Upadhyaya, and A. Rohatgi, *Bulk lifetime and efficiency enhancement due to gettering and hydrogenation of defects during cast multicrystalline silicon solar cell fabrication*. Solid State Electronics, 2008. **52**: p. 612-7.
204. Würfel, P., *Physik der Solarzellen*. Vol. 2. 2000, Heidelberg, Berlin: Spektrum Akademischer Verlag.
205. Günther, D., *Einseitige Ätzprozesse zur Herstellung rückseitenpassivierter Solarzellen*, in *Maschinentechnik*. WS 2008/2009, Technische Fachhochschule Georg Agricola Bochum.
206. Deng, Y., *Untersuchung des Einflusses nasschemischer Ätz- und Politurverfahren auf unterschiedliche Solarzellprozesse*, in *Energiesystemtechnik*. WS 2009/2010, Fachhochschule Gelsenkirchen.
207. Preu, R., et al., *World patent pending*. 2001.
208. Grohe, A., et al. *Characterization of laser-fired contacts processed on wafers with different resistivities*. in *Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 2003. Osaka, Japan: WCPEC-3 Organizing Committee, December 2003.
209. Barkmann, N., *Projektarbeit Photolithographie*. 2010: Technische Fachhochschule Georg Agricola Bochum.
210. Hermle, M., et al. *Comprehensive comparison of different rear side contacting methods for high-efficiency solar cells*. in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005. Barcelona, Spain.
211. Altermatt, P.P., et al., *Rear surface passivation of high-efficiency silicon solar cells by a floating junction*. Journal of Applied Physics, 1996. **80**(6): p. 3574-86.
212. Schütt, A., *Personal communication*. 2010.

9 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1:	Einfluss der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit auf die Zelleffizienz in Abhängigkeit von der Zelldicke d_W . Die Simulation erfolgte mit dem Programm PC1D [22] für Volumenmaterial mit einer Diffusionslänge von $L = 135 \mu\text{m}$.	2
Abbildung 2.1:	Strom-Spannungs- und Leistung-Spannungskennlinie einer multikristallinen Solarzelle unter AM1.5G-Beleuchtung und einer Zelltemperatur von 25°C . Durch den von der Zelle generierten Photostrom I_{PH} sind die Kennlinien in den vierten Quadranten verschoben.	5
Abbildung 2.2:	Ersatzschaltbild des 2-Dioden-Modells mit integriertem Shunt (R_{sh}) - und Serienwiderstand (R_s).	9
Abbildung 2.3:	Darstellung der wichtigsten Verlustmechanismen einer Si-Solarzelle nach [35].	11
Abbildung 2.4:	Schema der Entstehung eines parasitären Shunts bei Feldeffektpassivierung. Gezeigt ist ein Ausschnitt einer Zellrückseite mit Punktkontakten nach [64].	16
Abbildung 2.5:	Schematische Darstellung einer Silizium-Siliziumoxidgrenzfläche; gezeigt sind die Bandlücken sowie feste Oxidladungen a) und rekombinationsaktive Grenzflächenzustände b) (nach [23]).	17
Abbildung 2.6:	Schematische Darstellung einer Silizium-Siliziumnitrid Grenzfläche nach [23]. Gezeigt sind neben den Bandlücken die Ladungen im Dielektrikum innerhalb eines schmalen Bereichs a). Diese setzen sich aus festen positiven Ladungen im Siliziumoxynitrid b) und den ebenfalls positiv geladenen K-Zentren c) zusammen. d) sind rekombinationsaktive Grenzflächenzustände.	19
Abbildung 2.7:	Banddiagramm einer Si-SiN _x -Grenzfläche ohne (i) und mit Beleuchtung (ii) nach [56]. Die energetischen Positionen der verschiedenen Defekte sind ebenfalls gezeigt: a) K-Zentren, b) feste Ladungen im Siliziumoxynitrid, c) rekombinationsaktive Defekte A und B in der Bandlücke. Die K-Zentren werden bei Beleuchtung neutralisiert.	22
Abbildung 3.1:	Konzentrations-Tiefen-Profil eines Phosphoremitters, nach [106] und [108]. Die Dotiertiefe x_j entspricht der Tiefe im Silizium, bei der die Dotierkonzentration $C(x)$ gleich der Basisdotierung C_b ist. Der Übergangsbereich zwischen „dead layer“ und Tail, der sogenannte Kink, liegt für Diffusionstemperaturen von etwa 900°C im Bereich von 10^{20} cm^{-3} .	27
Abbildung 3.2:	Schematische Zeichnung der Prozesskammer des verwendeten PECVD-Systems. Dargestellt sind der Plasmaraum, der sich zwischen der unteren und oberen Graphitelektrode befindet, der Vakuumraum, der zusätzlich noch das Transport- und Heizsystem mit einschließt, sowie der Gaseinlass mit Gasdusche und die Leistungseinkopplung über den RF-Generator und eine sogenannte Match-Box.	28
Abbildung 3.3:	Blick in die geöffnete Prozesskammer. Zu sehen sind die Oberseite der Graphitelektrode mit den zwei Öffnungen für den Gaseinlass (hinten) und die	

	<i>Leistungseinkopplung (vorne). Unter der Elektrode sind die optischen Heizer zu erkennen und außerhalb des Metallrahmens Teile des Transportsystems (Bildmaterial des Fraunhofer ISE).</i>	29
Abbildung 3.4:	<i>Eine Beschichtungsplatte der PECVD-Anlage im LSC Gelsenkirchen, die in der Prozesskammer als untere Elektrode dient. Auf der Platte befinden sich multikristalline Wafer nach der SiN_x-Beschichtung sowie ein runder „floatzone“ Wafer (Bildmaterial des Fraunhofer ISE).</i>	29
Abbildung 3.5:	<i>Typisches Temperatur-Zeit-Profil des Co-Feuerschritts, aufgetragen ist die auf einem Wafer gemessene Temperatur. Zusätzlich sind die wichtigsten Schritte der Kontaktbildung bei der entsprechenden Temperatur gezeigt.</i>	31
Abbildung 3.6:	<i>Vergleich der Messmethoden des QSSPC-Aufbaus anhand einer Probe. Gezeigt ist die ermittelte effektive Lebensdauer τ_{eff} in Abhängigkeit vom Injektionsniveau Δn und dem verwendeten Messmodus.</i>	34
Abbildung 3.7:	<i>Schematischer Aufbau einer CV-Messung an einer MOS-Diode. Die am Gate-Kontakt angelegte Spannung V_g ist nach Konvention > 0, wenn der Gate-Kontakt im Vergleich zum ohmschen Rückseitenkontakt positiv geladen ist. Das LCR-Meter dient als Spannungsquelle und zur Aufnahme des Kapazitätssignals. Einzelheiten zum verwendeten Messaufbau finden sich in [137].</i>	36
Abbildung 3.8:	<i>Bandverbiegung an der Silizium-Siliziumoxidgrenzfläche einer MOS-Diode in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Links Akkumulation, in der Mitte Verarmung und rechts Inversion, nach [33].</i>	37
Abbildung 3.9:	<i>Donor- und Akzeptordefekte innerhalb der Bandlücke bei unterschiedlichen Bandpositionen nach [33]. Donatoren unterhalb von E_F sind neutral und oberhalb positiv geladen, Akzeptoren unterhalb des Fermi-niveaus negativ geladen, darüber neutral.</i>	38
Abbildung 3.10:	<i>Interne und externe Quanteneffizienz sowie Reflexion einer mit PCID simulierten Solarzelle.</i>	40
Abbildung 3.11:	<i>Einfluss verschiedener Materialparameter auf die EQE. Die durch gefüllte Quadrate dargestellte Kurve entspricht der EQE in Abbildung 3.10, im Vergleich dazu variierte Parameter sind fett gedruckt. Um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, ist von einigen Kurven nur jeder zweite Datenpunkt gezeigt.</i>	40
Abbildung 3.12:	<i>Schematische Darstellung des CELLO Messaufbaus nach [150]. Der Laserstrahl wird mit Hilfe eines Spiegels über die Probe gelenkt und ebenso wie die globale Beleuchtung, die Temperatur und die Strom/Spannungsquelle vom Messprogramm gesteuert. Im Unterschied zu der Darstellung in [150] ist im aktuellen Messaufbau wie hier gezeigt kein Lock-In-Verstärker mit Frequenzgenerator mehr integriert. Ihre Aufgaben werden ebenfalls von der Software und den Messkarten übernommen.</i>	43
Abbildung 3.13:	<i>Ersatzschaltbild der Photoimpedanz eines Solarzellpixels im Kurzschlussstromfall nach [154].</i>	45
Abbildung 4.1:	<i>Modell der SiO_y-Bildung in einer Plasmaabscheidung aus SiH_4 and N_2O nach [157].</i>	48

- Abbildung 4.2: Ellipsometrietopogramme der Schichtdicke (oben) und des Brechungsindex (unten) der homogensten Abscheidung der Vorversuche. Abscheiderate etwa 24 nm pro Minute bei einer Leistung von 500 Watt, einem Prozessdruck von 350 mTorr und einer Zugabe von Argon etwa im Verhältnis 1 ($N_2O + SiH_4$) : 2 (Ar). 49
- Abbildung 4.3: Einfluss der variierten Faktoren auf die Homogenität der Schichtdicke a) und des Brechungsindex b). Als signifikant sind für die Schichtdicke der Druck p , das Mischungsverhältnis R und die Leistung P anzusehen. Für die Homogenität des Brechungsindex ist dagegen neben P und R der Gesamtfluss der Faktor mit dem größten Einfluss. 50
- Abbildung 4.4: Ellipsometrietopogramme der Schichtdicke und des Brechungsindex der homogensten Abscheidung des statistischen Versuchsplans. Abscheiderate etwa 50 nm pro Minute bei einer Leistung von 250 Watt, einem Prozessdruck von 350 mTorr und einer Zugabe von Argon etwa im Verhältnis 4 ($N_2O + SiH_4$) : 5 (Ar). 51
- Abbildung 4.5: Homogenität der Oxiddicke und des Brechungsindex nach zweistufiger Optimierung ausgehend von den Ergebnissen des statistischen Versuchsplans. Abscheiderate etwa 86 nm pro Minute erzielt mit den in Tabelle 4.1. zusammengefassten Parametern. 52
- Abbildung 4.6: Beste erreichte Homogenität der Oxiddicke und des Brechungsindex mit dem neuen Gaseinlass. Hinweis: Um die Messzeit zu verringern, wurde für die zu diesem Experiment gehörenden Ellipsometriemaps die Auflösung reduziert. Dies hat aber kaum Einfluss auf die Homogenitätsparameter, sie werden durch ein gröberes Messraster eher noch verschlechtert. 54
- Abbildung 4.7: Vergleich hochaufgelöster LBIC-Topogramme an gleichem Korn auf zwei Solarzellen mit SiN_x -Antireflexschicht abgeschieden mit unterschiedlichen Gasduschen. a) Neue Gasdusche: IQE-Mittelwert 83.3 %, b) alte Gasdusche: IQE-Mittelwert 82.6 %. Die Topogramme sind gleich skaliert. 55
- Abbildung 4.8: Lebensdauermaps von a) nur PECVD SiO_y mit 80 nm Schichtdicke und b) SiO_y und $SiN_x:H$ mit je 80 nm Schichtdicke. Man beachte die unterschiedliche Skalierung. 56
- Abbildung 4.9: Absorptionsbanden und ihre Zuordnung für a) PECVD $SiN_x:H$ und für b) PECVD- SiO_y abgeschieden bei 350 °C. 58
- Abbildung 4.10: Vergleich der Absorptionsspektren von $SiN_x:H$, SiO_y und einem SiO - SiN -Schichtsystem, die Absorptionssignale wurden mit der Schichtdicke normiert. 58
- Abbildung 4.11: Vergleich der FTIR-Spektren eines SiO - SiN -Stacks vor und nach einem Feuerschritt, die Differenz der beiden Spektren ist ebenfalls dargestellt. 59
- Abbildung 4.12: Vergleich der FTIR-Spektren derselben SiN_x -Probe vor und nach einem Hochtemperaturschritt. 59
- Abbildung 4.13: Vergleich der FTIR-Spektren benachbarter SiO_y -Proben, von denen eine einem Hochtemperaturschritt unterzogen wurde. 60
- Abbildung 4.14: Aus einer Anpassung an Spektralellipsometrie-Daten erhaltene a) n - und k -Werte für SiN_x vor und nach einem Hochtemperaturschritt auf derselben Probe und b) n -Werte für SiO_y vor und nach einem Hochtemperaturschritt auf benachbarten Proben. 60

Abbildung 4.15:	Lebensdauertopogramm einer Probe, die während des Hochtemperaturschritts direkt auf dem Metallband des Sinterofens lag. Das Maschenmuster des Metallbandes ist deutlich zu erkennen.	62
Abbildung 4.16:	Effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} von symmetrischen Lebensdauerproben in Abhängigkeit der effektiven Lebensdauer τ_{eff} und der Probendicke d_W .	63
Abbildung 4.17:	Vergleich der injektionsabhängigen Lebensdauer von SiO_y (100 nm), SiN_x (80 nm) und SiO-SiN (100+80 nm) abgeschieden auf Wafern mit shiny etched Oberfläche, alle nach einem Hochtemperaturschritt. Das SiO_y wurde bei 300 °C abgeschieden.	64
Abbildung 4.18:	Vergleich der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} in Abhängigkeit der Überschussladungsträgerdichte Δn für je eine der besten SiO-SiN und $\alpha\text{-SiN}_x\text{:H}$ Lebensdauerproben.	64
Abbildung 4.19:	Vergleich der orts aufgelösten effektiven Lebensdauer gemessen mittels $\mu\text{-PCD}$ (links) und der injektionsabhängigen Lebensdauer (rechts) gemessen in der Mitte und am Rand derselben, gefeuerten Probe im transienten Messmodus des QSSPC-Aufbaus.	65
Abbildung 4.20:	Vergleich der injektionsabhängigen Lebensdauer (links) und effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (rechts) eines Wafers mit „shiny etched“ Oberfläche und eines Wafers, dessen Sägeschaden in matter Politur entfernt und anschließend in der Rückseitenpolitur behandelt wurde. Beide Wafer sind mit SiO-SiN (SiO_y bei 300 °C abgeschieden) passiviert und durchliefen vor der Messung einen Hochtemperaturschritt.	66
Abbildung 4.21:	Mikroskopaufnahmen a) einer "shiny etched" Oberfläche und b) eines matt polierten Wafers.	66
Abbildung 4.22:	Vergleich der effektiven Lebensdauer von mit $\alpha\text{-SiN}_x\text{:H}$ passivierten Proben in Abhängigkeit von der nasschemischen Reinigung a) vor und b) nach einem Hochtemperaturschritt. Die Beschichtung erfolgte mit der alten Gasdusche.	67
Abbildung 4.23:	Effektive Lebensdauer in Abhängigkeit des Injektionsniveaus für jeweils eine Lebensdauerprobe aus dem Experiment aus Abbildung 4.22. Auffällig ist, dass die RCA+HF Kurve hier etwas schlechter abschneidet als die RCA -Kurve.	68
Abbildung 4.24:	Vergleich der gemittelten Lebensdauern nach einem Hochtemperaturschritt in Abhängigkeit von der Abscheidetemperatur des SiO_y und der Oberflächenkonditionierung. Die Bestwerte vor und nach dem Hochtemperatur(HT)schritt sind ebenfalls gezeigt.	69
Abbildung 4.25:	Einfluss der SiN_x -Depositionstemperatur auf die effektive Lebensdauer SiO-SiN -passivierter Proben, auch nach einem Hochtemperaturschritt blieb die Tendenz zur höheren Abscheidetemperatur erhalten. Die Beschichtungen erfolgten mit der alten Gasdusche und einer SiO_y -Depositionstemperatur von 350 °C.	70
Abbildung 4.26:	Hysterese der CV-Kurven a) von $\alpha\text{-SiN}_x\text{:H}$ und b) SiO-SiN [178].	72
Abbildung 4.27:	Vergleich des energieabhängigen Verlaufs der Grenzflächenstörstellendichte von $\alpha\text{-SiN}_x\text{:H}$ und SiO-SiN .	72

Abbildung 4.28:	CV-Kurven gemessen an einer SiO-SiN-Probe mit drei verschiedenen niedrigen Frequenzen. Die Hochfrequenzkurven (rot) sind annähernd identisch [178].	73
Abbildung 4.29:	Lebensdauertopogramme von a) SiO-SiN-Lebensdauerproben und b) α -SiN _x :H-Lebensdauerproben nach dem thermischen Aufdampfen. Die untere Hälfte der Abbildungen war bei der Metallisierung durch einen anderen Wafer geschützt.	74
Abbildung 4.30:	Lebensdauertopogramm derselben Hälften zweier SiO-SiN-Lebensdauerproben nach dem Elektronenstrahlaufdampfen a) und nach dem Tempersschritt b). Die rechteckigen Strukturen sind nicht metallisierte Flächen, entstanden durch das Abkleben mit Vakuumklebeband vor dem Aufdampfschritt. Vor der Messung wurde das Klebeband entfernt. Man beachte die unterschiedliche Skalierung.	75
Abbildung 4.31:	α -SiN _x :H nach dem Elektronenstrahlaufdampfen links und dem anschließenden Tempersschritt rechts.	75
Abbildung 4.32:	Entwicklung der effektiven Lebensdauer von gefeuerten SiO _y -, α -SiN _x :H- und SiO-SiN-Proben vor und nach einem Aufdampfschritt mittels Elektronenstrahl und nach Tempern der Proben.	76
Abbildung 5.1:	Stromdichte und Leerlaufspannung in Abhängigkeit von der durchgeführten Reinigung. Die Standardabweichungen sind als Fehlerbalken ebenfalls gezeigt.	83
Abbildung 5.2:	Serienwiderstandsbilder zweier Solarzellen aus Experiment 5.1. Links eine Zelle aus der Gruppe HNF kurz, rechts eine Zelle aus der RCA-Gruppe. Man beachte die leicht unterschiedliche Skalierung.	84
Abbildung 5.3:	Pseudoeffizienzen und Standardabweichung aufgetragen über die Reinigung.	84
Abbildung 5.4:	Interne Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge und der durchgeführten Reinigung. Gezeigt sind gemittelte Kurven von je drei Solarzellen pro Gruppe.	85
Abbildung 5.5:	Gemittelte Zellparameter und Standardabweichungen über der Reinigung aufgetragen.	88
Abbildung 5.6:	Gemittelte wellenlängenabhängige interne Quanteneffizienz und Reflexion für mehrere Zellen pro Reinigung aus der Untersuchung 5.2. Die Standardabweichung der IQE-Werte ist für 339, 600, 803.2 und 1023.6 nm eingezeichnet.	88
Abbildung 5.7:	Schichtwiderstand vor und nach den entsprechenden Reinigungsprozessen aus Untersuchung 5.2.	89
Abbildung 5.8:	Schematischer Ablauf des Experiments mit verschiedenen Emittlern und ausgewählten Reinigungen. Das Entfernen des Phosphorglases in 5 %iger HF-Lösung für 5 min zwischen Diffusion und Reinigung ist nicht gezeigt.	90
Abbildung 5.9:	Schematische Darstellung der Schritte des Schichtwiderstandsexperiments.	90
Abbildung 5.10:	Veränderung des Emitterschichtwiderstands durch Phosphorglasätzen und verschiedene nass-chemische Reinigungen.	91
Abbildung 5.11:	Aus Photolumineszenzmessungen gewonnene Bilder des orts aufgelösten Serienwiderstands auf ausgesuchten Zellen. a) Emitter A ohne Reinigung, b) Emitter A und HNF kalt Reinigung, c) Emitter A und RCA Reinigung, d) Emitter C und RCA-Reinigung (man beachte bei diesem Bild die abweichende Skalierung).	92
Abbildung 5.12:	Ausschnitt eines CELLO-Serienwiderstandstopogramms. Gezeigt ist eine Vergrößerung des linken oberen Viertels der Solarzelle aus Abbildung 5.11 d).	93

Abbildung 5.13:	Konzentration-Tiefe-Profile aus Spreading Resistance Messungen an zwei 65 Ohm/sq Proben, einmal vor, einmal nach RCA-Reinigung. Von jeder Probe wurden zwei Profile an unterschiedlichen Stellen gemessen und für diese Auftragung gemittelt. Für beide Profile sind mögliche Tiefenverläufe eingezeichnet. Die Volumenladungsträgerkonzentration C_b und die Konzentration im kink-Bereich C_{kink} sind ebenfalls vermerkt.	94
Abbildung 5.14:	Berechnung der Ausdehnung des „dead layers“ für verschiedene, in den obigen Experimenten erhaltene Emitter, nach [108]. Die Pfeile deuten die Veränderung durch die RCA-Reinigung an.	95
Abbildung 6.1:	Abhängigkeit des Geometriefaktors G_f von der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} , der Waferdicke d_W und der Volumenlebensdauer τ_B . $G_f = 1$, also der Wert des Geometriefaktors, bei dem keine Beeinflussung des Sättigungsstromes durch die Zellrückseite auftritt, ist zur Orientierung als graue gepunktete Linie eingezeichnet.	99
Abbildung 6.2:	Übersicht über mittels PCID simulierte Hellkennlinienparameter in Abhängigkeit von der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} , der Waferdicke d_W und der Lebensdauer im Volumen τ_B .	101
Abbildung 6.3:	Prozentualer Gewinn in der Kurzschlussstromdichte J_{SC} durch die Reduzierung der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit von 1000 cm/s auf 250 beziehungsweise 100 cm/s in Abhängigkeit von d_W und τ_B .	102
Abbildung 6.4:	Mit PCID simulierte EQE in Abhängigkeit der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit, der Volumenlebensdauer und der Waferdicke	103
Abbildung 6.5:	Vergleich von J_{SC} , V_{OC} und der Zelleffizienz in Abhängigkeit der Zelldicke und der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit. In der linken Spalte gezeigt für eine Volumenlebensdauer von 45 μ s, in der rechten für 90 μ s.	104
Abbildung 6.6:	Foto des Einseiten-Ätzhalters mit aufgelegtem Wafer (rechts) aus [205] sowie eine Detailaufnahme der Vitondichtung mit Ansaugöffnung (links).	106
Abbildung 6.7:	Detailzeichnung der für die photolithographische Rückseitenstrukturierung verwendete Punktkontaktmaske mit Abmessungen.	108
Abbildung 6.8:	Zwei Wafer nach Ätzen in 10 %iger HF-Lösung und Entfernung der Photolackmaskierung aus [209]. Der linke Wafer wurde vor der SiN_x -Beschichtung alkalisch sägeschadengeätzt, der linke mit der matten Politur behandelt und zu Demonstrationszwecken mit der Punktkontaktmaske belichtet.	109
Abbildung 6.9:	Optische Mikroskopaufnahmen geöffneter und überdruckter Punktkontakte nach dem Entfernen der drei Aluminiumpasten A, B und C.	109
Abbildung 6.10:	REM-Aufnahmen von Punktkontakten nach Entfernen der Aluminium- und der Passivierungsschicht für Proben metallisiert mit Paste A, B und C.	111
Abbildung 6.11:	Ausschnitt eines Lebensdauertopogramms zweier Waferhälften, links teilweise mit Paste B und rechts mit Paste C bedruckt.	112
Abbildung 6.12:	Lebensdauertopogramme a) einer mit Paste A bedruckter $SiO-SiN$ -Probe und b) eines hochaufgelösten Ausschnitts der überdruckten Fläche sowie c) und d) unbedruckter Referenzproben. Alle Topogramme sind gleich skaliert.	113

- Abbildung 6.13: Schematische Darstellung des Prozesses für rückseitenpassivierte Solarzellen. Neu eingefügte Schritte sind farblich hervorgehoben. Die Aufspaltung nach der Beschichtung mit Antireflex-SiN_x führt im linken Pfad über photolithographisches Öffnen der Kontakte zur Solarzelle, der linke Pfad gibt die LFC-Prozessalternative wieder. 114
- Abbildung 6.14: Vergleich der internen Quanteneffizienz und der Reflexion zweier etwa 120 µm dicker Solarzellen aus ähnlichen Säulenpositionen. Eine der Zellen erhielt eine Rückseitenpassivierung und Rückseitenkontakte mittels LFC, die andere erhielt einen Standardrückseitensiebdruck mit einer Aluminiumpaste speziell für dünne Wafer. Die Solarzellen besitzen den niederohmigen Emitter, die Passivierungsschicht ist 70 + 80 nm dick. Die Quanteneffizienzmessung erfolgte mit globaler Beleuchtung. 121
- Abbildung 6.15: Vergleich der internen Quanteneffizienzen und Reflexionskurven für 120 µm Zellen mit verschiedenen Rückseiten. Die Zellen _71 und _77 wurden mittels Siebdruck nach Photolithographie kontaktiert, die Zellen _70 und _73 mittels LFC. 122
- Abbildung 6.16: Vergleich der internen Quanteneffizienzen und Reflexionskurven von 170 µm Zellen mit verschiedenen Rückseiten. Zelle 434611_253 mit Al-BSF, Zelle _256 mit Siebdruck auf geöffneten Kontakten und Zelle _264 mit LFC. 123
- Abbildung 6.17: Einfluss der globalen Beleuchtung bei der Quanteneffizienzmessung auf die interne und externe Quanteneffizienz ab 600 nm einer etwa 170 µm dicken, rückseitenpassivierten und mittels LFC kontaktierten Solarzelle (Probe 434611_264). Die Reflexion ist ebenso gezeigt wie zwei Pfeile, die die Richtung der „Verschiebung“ der Kurven bei zugeschalteter Beleuchtung verdeutlichen sollen. 124
- Abbildung 6.18: Einfluss der globalen Beleuchtung bei der Quanteneffizienzmessung auf die interne und externe Quanteneffizienz ab 600 nm einer etwa 170 µm dicken Solarzelle mit ganzflächigem BSF. Die Reflexion ist ebenfalls gezeigt. 125
- Abbildung 6.19: Vergleich der internen Quanteneffizienzen mit und ohne Beleuchtung (m.B. beziehungsweise o.B.), der Reflexion und der externen Quanteneffizienzen ohne Beleuchtung zweier rückseitenpassivierter Zellen. Eine wurde mittels LFC, die andere mittels Photolithographie und Siebdruck kontaktiert. 125
- Abbildung 6.20: Vergleich der Beleuchtungsabhängigkeit der langwelligen internen Quanteneffizienz zweier rückseitenpassivierter Solarzellen aus der zweiten Zellgeneration. Eine der Proben blieb nach der LFC-Prozessierung ungetempert. Zusätzlich ist die Reflexion gezeigt. 126
- Abbildung 6.21: Simulation der internen Quanteneffizienz für eine Solarzelle mit hoher Rückseitenreflexion und kleinem S_{back} bei Variation der Volumenlebensdauer. 127
- Abbildung 6.22: Simulation der internen Quanteneffizienz für eine Solarzelle mit hoher Rückseitenreflexion und hoher Volumenlebensdauer bei Variation von S_{back} . 128
- Abbildung 6.23: Anpassung der IQE-Kurven von Zelle 150_70 mit und ohne Bias 128
- Abbildung 6.24: Die drei Laserlichtwellenlängen (650, 830 und 940 nm) des CELLO-Aufbaus eingezeichnet in den Verlauf der beleuchtungsabhängigen internen Quanteneffizienzkurven einer rückseitenpassivierten Solarzelle. 131

- Abbildung 6.25: a) Amplituden- und b) Phasenbild einer rückseitenpassivierten, etwa 120 μm dicken Solarzelle mit Siebdruckpunktkontakten. Aufgenommen bei -300 mV und einer Modulationsfrequenz von 6050 Hz bei einer Wellenlänge von 830 nm. 132
- Abbildung 6.26: Verteilung von a) Serienwiderständen und b) „shunts“ der Solarzelle aus Abbildung 6.25. 133
- Abbildung 6.27: Beispiel für eine Analyse eines Widerstandsproblems auf einer rückseitengeätzten Solarzelle (Probe 150_207). a) Strom in Sperr-Richtung bei -300 mV, b) CELLO-Serienwiderstandstopogramm, c) CELLO-Shunttopogramm und d) Fotografie der Zellvorderseite. 134
- Abbildung 6.28: Vergleich verschiedener Bereiche einer rückseitenpassivierten Solarzelle mit „Fehlern“ als fotografische Aufnahme und als CELLO-Topogramme der Amplitude und Phase unter Kurzschlussbedingungen sowie die berechnete Rückseitenkenngröße. 136
- Abbildung 6.29: Vergleich der Kurzschlussstromamplituden a) ohne und b) mit der zusätzlichen globalen Beleuchtung des CELLO-Aufbaus, die Messungen wurden mit dem Laser 2 durchgeführt. Beide Topogramme sind gleich skaliert. 137
- Abbildung 6.30: Quotient des Kurzschlussstroms mit und ohne globale Beleuchtung der Solarzelle aus Abbildung 6.29. 138
- Abbildung 6.31: Gleich skalierte Topogramme des Kurzschlussstromquotienten mit und ohne Beleuchtung für 4 verschiedene Modulationsfrequenzen (a: 6050 Hz, b: 9500 Hz, c: 14690 Hz, d: 19870 Hz). Alle Messungen wurden mit Laser 3 auf der Solarzelle 434611_268 durchgeführt. 139
- Abbildung 6.32: Einfluss des Injektionsniveaus auf Solarzellen mit BSF anhand der Quotienten der Kurzschlussstromtopogramme mit und ohne globale Beleuchtung. In a) Zelle 150_233 mit dem Mittelwert 981, in b) Zelle 434611_259 mit dem Mittelwert 950 und in c) Zelle 434611_283 mit einem Mittelwert von 983. In d) ist zum Vergleich das entsprechende Quotientenmap der rückseitenpassivierten Solarzelle 434611_268 (Mittelwert 1039) gezeigt, das ebenfalls mit Laser 2 aufgenommen wurde. Der dunkle Bereich im unteren Teil der Zelle in b) wurde durch einen „shunt“ verursacht. Alle Topogramme sind gleich skaliert. 140
- Abbildung 6.33: Vergleich der Rückseitenkenngröße für unterschiedliche Injektionsniveaus. Gemessen mit Laser 3 bei 20 °C, a) ohne zusätzliche Beleuchtung mit, b) mit zusätzlicher Beleuchtung. Gemessen mit Laser 2 bei 25 °C, c) ohne zusätzliche Beleuchtung, d) mit zusätzlicher Beleuchtung. Die zwei Topogramme der Zelle 434611_258 in einer Zeile sind jeweils gleich skaliert. Für die Topogramme mit Beleuchtung sind die Rückseitenkenngrößen in etwa halbiert im Vergleich mit den Topogrammen ohne zusätzliche Beleuchtung. 141
- Abbildung 6.34: Vergleich der Rückseitenkenngrößen von Zelle 434611_268, 434611_258 und 434611_283. Alle Topogramme sind gleich skaliert und mit demselben Laser (830 nm) aufgenommen. 142

10 Tabellenverzeichnis

Tabelle 3.1:	Übliche Parameter der μ -PCD-Messungen.	33
Tabelle 3.2:	Vergleich der wesentlichen Eigenschaften der Lebensdauerermessung mit dem μ -PCD- und dem QSSPC-Aufbau.	35
Tabelle 4.1:	Prozess für eine homogene SiO_y -Abscheidung.	52
Tabelle 4.2:	Übersicht über die SiO_y -Entwicklung mit der neuen Gasdusche, die Abweichung in d und n ist ein Maß für den Unterschied zwischen zwei bei der Beschichtung benachbarten Proben.	53
Tabelle 4.3:	Zusammenfassung der Prozessparameter für SiO_y mit neuer Gasdusche.	53
Tabelle 4.4:	Parameter des für diese Arbeit durchgängig eingesetzten $a\text{-SiNx:H}$ Prozesses.	54
Tabelle 4.5:	Vergleich der Mittelwerte und Standardabweichungen der wichtigsten Zellparameter von zwei Gruppen Solarzellen, eine mit SiNx -Antireflexbeschichtung mit der alten Gasdusche, eine mit der neuen.	55
Tabelle 4.6:	Zusammenfassung wichtiger IR-Absorptionsbanden der für die Arbeit relevanten Schichtsysteme.	57
Tabelle 4.7:	Optische Konstanten für die Lebensdauerermessung im QSS-Modus.	62
Tabelle 5.1:	Die verwendeten Reinigungen, nach jedem Chemieschritt wurde die Proben mit DI-Wasser gespült.	82
Tabelle 5.2:	Gemittelte Zellergebnisse und Standardabweichung in Abhängigkeit von der Reinigung. Für die Mittelwertbildung wurden Zellen mit einem Wirkungsgrad unter 14 % nicht berücksichtigt. In Klammern ist die Anzahl der Zellen pro Reinigung angegeben.	82
Tabelle 5.3:	Übersicht über die im zweiten Teil des Experiments angewendeten Reinigungen. Um die Vergleichbarkeit von RCA-Reinigung und den HNF-Reinigungen zu erhöhen, wurden die Prozesstemperatur der RCA-Reinigung und die Länge des HF-Dips an die übrigen Prozesse angepasst.	86
Tabelle 5.4:	Zellergebnisse mit Standardabweichungen für die Emitter A, B und C nach verschiedenen Reinigungen. Die Anzahl der Zellen pro Gruppe sind in Klammern angegeben.	91
Tabelle 5.5:	Relativer Verlust des Füllfaktors bei Variation des Kurzschlussstroms, des Kontakt- und des Schichtwiderstands. Der variierte Parameter ist fett gedruckt.	96
Tabelle 6.1:	Parameter der Solarzellsimulation mit PC1D	100
Tabelle 6.2:	Auf Zellebene getestete Lösungen zur Entfernung des parasitären Emitters. Aufgeführt sind die Volumenanteile und die Konzentrationen der eingesetzten Chemikalien.	107
Tabelle 6.3:	Übersicht über die verschiedenen Generationen rückseitenpassivierter Zellen, die in dieser Arbeit untersucht wurden.	116
Tabelle 6.4:	Eigenschaften der Solarzellen der Generation 4	117
Tabelle 6.5:	Zellergebnisse mit LFC, vor (in normalem Schriftsatz) und nach (in fetten Buchstaben) dem Tempern in Formiergasatmosphäre.	118

<i>Tabelle 6.6:</i>	<i>Vergleich Siebdruck und LFC, PL wird als Abkürzung für Photolithographie verwendet. Die Zelle 150_77 und _79 sind mit 110 nm SiN statt 80 nm SiN auf der Rückseite beschichtet</i>	<i>119</i>
<i>Tabelle 6.7:</i>	<i>Vergleich beste Referenzzellen und rückseitenpassivierte Zellen.</i>	<i>120</i>
<i>Tabelle 6.8:</i>	<i>Parameter der PCID-Anpassung der IQE und der Reflexion der Zelle 150-70.</i>	<i>129</i>
<i>Tabelle 6.9:</i>	<i>Frequenzabhängige Diffusionslänge \tilde{L} unter Annahme von $D = 27.9 \text{ cm}^2/\text{s}$, für Lebensdauern in der Größenordnung, wie oben in den Simulationen verwendet, und die vier typischen Modulationsfrequenzen des CELLO-Aufbaus berechnet.</i>	<i>130</i>

11 Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

ALD	Atomare Schichtabscheidung
$AM1.5G$	Leistung und spektrale Verteilung des Sonnenlichts nach Durchstrahlung einer im Vergleich zum senkrechten Lichteinfall am Äquator 1.5 fachen Luftmasse.
A_{Strom}	Amplitude der Stromantwort bei Impedanzmessungen
$B(T)$	Temperaturabhängiger Emissionskoeffizient (Photolumineszenz)
BSF	Back surface field
$C(x)$	Tiefenabhängige Dotierstoffkonzentration
C_b	Dotierstoffkonzentration im Basismaterial
CELLO	Solar Cell Local Characterization
C_{it}	Durch Grenzflächendefekte hervorgerufene Kapazität
CV -Messung	Kapazitäts-Spannungs-Messung
D	Diffusionskoeffizient
DI	Deionisiertes Wasser
D_{it}	Defektdichte an einer Grenzfläche
d_W	Waferdicke
d_{RLZ}	Weite der Raumladungszone
$E_{C,V}$	Leitungs- bzw. Valenzbandkante
E_F	Fermienergie
E_i	Intrinsisches Fermienergieniveau
E_t	Energieniveau eines Traps
F	Anzahl der eingestrahnten Photonen
f	Modulationsfrequenz
f_{abs}	Optische Konstante für QSSPC-Messungen
FF	Füllfaktor
FZ -Silizium	Floatzone Silizium
G	Generationsrate
G_f	Geometriefaktor

G_{GG}	Generationsrate im Gleichgewicht
I_{mpp}	Strom am Punkt maximaler Leistung
I_{PH}	Photostrom
I_{SC}, J_{SC}	Kurzschlussstrom, -dichte
ISE	Institut für Solare Energiesysteme
j_{01}	Sättigungsstromdichte aus der Basis und dem Emitter
j_{02}	Sättigungsstromdichte aus der Raumladungszone
j_n	Elektronenstromdichte
j_p	Löcherstromdichte
K_F	Dämpfungskonstante
L	Diffusionslänge
$LBIC$	Light beam induced current
LFC	Laser fired contacts
LSC	Labor- und Servicecenter
MOS, MIS	Metall-Oxid-Halbleiter- bzw. Metall-Isolator-Halbleiter-Struktur
$n(x)$	Konzentration des elektrisch aktiven Phosphors
n, k	Brechungsindex und Absorptionskoeffizient
n_0	Konzentration der Elektronen im Gleichgewicht
n_1	SRH-Elektronendichte
N_A	Akzeptoratomdichte
N_{dop}	Dichte der Dotieratome
n_i	Intrinsische Ladungsträgerdichte
n_L	Maximale aktive Dotierkonzentration
n_{min}	Dichte der Minoritätsladungsträger
$n_{min, 0}$	Dichte der Minoritätsladungsträger im Gleichgewicht
n_S (Kapitel 2)	Oberflächenkonzentration der Elektronen
n_S (Kapitel 3)	Oberflächenkonzentration des elektrisch aktiven Phosphors
p_0	Konzentration der Löcher im Gleichgewicht
p_1	SRH-Löcherdichte
PECVD	Plasma unterstützte chemische Gasphasenabscheidung

$P_{\text{Eff.}}$	Pseudo-Zelleffizienz bestimmt aus SunsVoc-Messungen
P_{Licht}	Eingestrahlte Lichtleistung
P_{mpp}	Maximale Leistung
p_s	Oberflächenkonzentration der Löcher
PSG	Phosphorsilikatglas
Q_f	Dichte fester Ladungen im Dielektrikum nahe der Si-Grenzfläche
Q_m	Mobile Ladungen
Q_{ot}	„trapped charges“ im Dielektrikum z. B. durch Strahlung induziert
$QSSPC$	Quasistatische Photoleitfähigkeit
R (Kapitel 2 und 3)	Rekombinationsrate
R (Kapitel 4)	Flussverhältnis von N_2O zu SiH_4
R_{ef}	Reflexion (in Kapitel 2 und 3 um Verwechslungen vorzubeugen)
sonst R	
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RF	Radiofrequenz
R_{GG}	Rekombinationsrate im Gleichgewicht
S_{back}	Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit
S_{eff}	Effektive Rekombinationsgeschwindigkeit
S_{front}	Vorderseitenrekombinationsgeschwindigkeit
S_{met}	Rekombinationsgeschwindigkeit unter metallisierten Kontakten
SRH	Shockley-Read-Hall, Beschreibung des Rekombinationsverhaltens von Elektronen und Löchern über Defektzustände.
U	Rekombinationsrate
U_{ex}	Externe Spannung
U_l	Ortsabhängige Spannung über den pn-Übergang
U_S	Oberflächenrekombinationsrate
V_{bi}	Eingebaute Spannung des pn-Übergangs
V_{FB}	Flachbandspannung
V_g	am Gate-Kontakt einer CV-Probe angelegte Spannung

V_{mpp}	Spannung am Punkt maximaler Leistung
V_{OC}	Leerlaufspannung
v_{th}	Thermische Geschwindigkeit eines Defekts in der SRH-Theorie
W	Austrittsarbeit
x_j	Emittiertiefe, bei $C(x)$ gleich der Basisdotierung ist
XPS	Röntgen-Photoelektronenspektroskopie
Z	Impedanz
ΔC	„stretch-out“ von CV-Kurven verursacht durch Grenzflächen-defekte
$\Delta\tau$	Rückseitenkenngröße aus CELLO-Messungen
Δn	Überschussladungsträgerdichte
α	Absorptionskoeffizient
ϵ_{Si}	Dielektrizitätskonstante von Silizium
ϵ_0	Permittivitätskonstante des Vakuums
$\mu\text{-PCD}$	Mikrowellen detektiertes Abklingen der Photoleitfähigkeit
ρ_C	Kontaktwiderstand
ρ_{sheet}	(Emitter-) Schichtwiderstand
φ	Phase einer CELLO-Messung
σ_n	Einfangquerschnitt eines Defekts für Elektronen
σ_p	Einfangquerschnitt eines Defekts für Löcher
τ	Lebensdauer
τ_B	Lebensdauer im Volumen
τ_{eff}	Effektive Lebensdauer
τ_S	Lebensdauer an der Oberfläche
ω	Kreisfrequenz
ω_0	Resonanzfrequenz

12 Anhang

<i>Zelle</i>	<i>Diffusion</i>	<i>Reinigung</i>	<i>Abtrag</i> <i>Rückseite</i>	<i>Passivierung</i> <i>SiO / SiN</i>	<i>Metallisierung</i> <i>Vorder- und Rückseite</i>	<i>Feuertemperatur</i>
434611_264 LFC	820_170	HNO3 (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV145 3 µm Al thermisch	815 °C
434611_268 LFC	820_170	HNO3 (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV145 3 µm Al Elektronenstrahl	815 °C
150_70 LFC	820_170	HNO3 (5/75)- HF(1min)- RCAII(5/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV145 2 µm Al Elektronenstrahl	800 °C
150_64 LFC	820_170	HNO3 (5/75)- HF(1min)- RCAII(5/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV145 3 µm Al thermisch	800 °C
150_213 LFC	832_170	HNO3 (5/75)- HF-Dip	6 µm	70 / 80 nm	PV145 3 µm Al Elektronenstrahl	810 °C
150_229 LFC	832_170	HNO3 (5/75)- HF-Dip	6 µm	70 / 80 nm	PV145 3 µm Al Elektronenstrahl	810 °C

<i>Zelle</i>	<i>Diffusion</i>	<i>Reinigung</i>	<i>Abtrag Rückseite</i>	<i>Passivierung SiO / SiN</i>	<i>Metallisierung Vorder- und Rück- seite</i>	<i>Feuertem- peratur</i>
434611_258	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV145 Paste B	815 °C
150_221 Referenz	832_170	HNO ₃ (5/75)- HF-Dip	6 µm	---	PV 145 low bow Paste	815 °C
150_208	832_170	HNO ₃ (5/75)- HF-Dip	6 µm	70 / 80 nm	PV145 Paste B	810 °C
150_207 Referenz	832_170	HNO ₃ (5/75)- HF-Dip	6 µm	---	PV145 Paste B	810 °C
150_75 plasmageätzt	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV142 Paste A	815 °C
150_77	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 110 nm	PV 145 Paste B	800 °C
150_79	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 110 nm	PV 145 Paste B	800 °C
434611_262 Referenz	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV 145 Paste A	825 °C

<i>Zelle</i>	<i>Diffusion</i>	<i>Reinigung</i>	<i>Abtrag Rückseite</i>	<i>Passivierung SiO / SiN</i>	<i>Metallisierung Vorder- und Rückseite</i>	<i>Feuertemperatur</i>
434611_256	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV145 Paste B	815 °C
434611_254	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV145 Paste B	825 °C
434611_253 Referenz	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	---	PV145 Paste B	825 °C
434611_252	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(10/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV145 Paste A	825 °C
150_50	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(5/75)- HF(1Min)	3 µm	70 / 80 nm	PV145 Paste A	810 °C
150_56 Referenz	820_170	HNO ₃ (5/75)- HF(1min)- RCAII(5/75)- HF(1Min)	3 µm	---	PV145 Paste B	810 °C
434611_283 Referenz	832_170	HNO ₃ (5/75)- HF-Dip	6 µm	---	PV145 Paste B	825 °C

Danksagung

Nach dreieinhalb Jahren Promotion bin ich vielen Menschen zu Dank verpflichtet, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre:

Herrn Prof. Föll für die Selbstverständlichkeit, mit der ich in seinem Arbeitskreis trotz Fahnenflucht nach Gelsenkirchen promovieren durfte, und die vielen Möglichkeiten, die sich dadurch für mich ergaben.

Herrn Prof. Schindler für die Bereitschaft diese Arbeit trotz straffen Reiseplans als zweiter Gutachter zu betreuen.

Dr.-Ing. Dietmar Borchert für meine Aufnahme am LSC Gelsenkirchen, den Wagemut eine Chemikerin an die PECVD-Anlage zu lassen und das Vertrauen in meine Fähigkeiten, das manchmal größer war als mein eigenes.

Dr. Jürgen Carstensen für Korrekturen, Ratschläge und wie immer den geduldigen Einsatz bei der Beruhigung meiner Nerven.

Dipl.-Ing. Andreas Schütt für die CELLO-Messungen, die unzähligen Telefonate und Diskussionen zu allem Möglichen, aber besonders zum Thema „diese interessanten Defekte bei Deinen Solarzellen“ und seine unerschöpfliche Geduld beim Skalieren von Topogrammen („...ich hätte das doch gerne noch ein bisschen anders...“).

Dr. Markus Rinio für wissenschaftliche und andere Gespräche, LBIC-Messungen und Korrekturen.

Petra Schäfer und ganz besonders Stefan Müller für Technologieprozesse aller Art und die Bereitschaft, mir diese näherzubringen, die Aufrechterhaltung des Reinraumbetriebs und die Reparatur von allem, was im falschen Augenblick den Betrieb einstellte.

„Meinen“ Studenten (in der Reihenfolge ihrer Abschlussarbeiten) Lars Kühnemann (Aufbau des QSSPC-Messplatzes), Daniel Günther (Rückseitenätz-Prozesse), Peng Wang (Diffusion), Bastian Ickler (Diffusion und Reinigungsexperimente), Yanjun Deng (Politur- und Ätzlösungen), Yvonne Fürstenau (Siebdruck) und Nadine Barkmann (Photolithographie und CV-Messungen), ohne ihren Einsatz wäre ich niemals so weit gekommen.

Amada Lorena Montesdeoca Santana und Johannes Ziegler für die gemeinsame Doktorandenzeit, die guten Ratschläge und Korrekturen. Nicht zu vergessen die wissenschaftlichen Herausforderungen der Brautkleidwahl: ¡Gracias!

Martina Dörenthal für ihr offenes Ohr zu jeder Zeit und die Organisation des LSC-Lebens.

Den Kollegen in Freiburg, insbesondere Jan-Frederik Nekarda für die LFC-Prozessierung, Dominik Suwito für die FTIR-Messungen, Edgar Allan Wotke für das

Tempern in Formiergas, Gernot Emanuel für die Lumineszenzmessungen und Dr. Marc Hofmann für Diskussionen und Tipps.

Frau Dr. Natalie Müller von der Fernuniversität Hagen für die REM-Aufnahmen.

Allen anderen Studenten und Praktikanten des LSC, die noch nicht namentlich genannt wurden.

Meinen Eltern, die mir den Weg geebnet haben.

Meinem Mann Mark für seine liebevolle Unterstützung und Geduld und die stete Beteuerung, dass die Doktorarbeit die schönste Zeit des Lebens ist (Du hattest mich schon fast überzeugt...). Auch deshalb ist ihm diese Arbeit von ganzem Herzen gewidmet!

Teile dieser Arbeit wurden im Rahmen des Projektes SLIM (Förderkennzeichen 0327658 A) vom Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit gefördert.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich:

Diese Dissertation mit dem Titel

„Multikristalline Siliziumsolarzellen mit Siliziumoxid-Siliziumnitrid-Rückseitenpassivierung“

habe ich noch nie, weder ganz noch teilweise im Rahmen eines anderen Promotionsverfahrens vorgelegt oder veröffentlicht. Ich habe mich bislang noch keiner mündlichen Prüfung im Rahmen eines Promotionsverfahrens unterzogen.

Die vorliegende Arbeit habe ich ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Bei der Auswahl und Auswertung des Materials sowie bei der Herstellung des Manuskriptes habe ich Unterstützungsleistungen von folgenden Personen erhalten:

Dr.-Ing. Dietmar Borchert, Fraunhofer Institut für Solare Energiesysteme

Dr. Jürgen Carstensen, Lehrstuhl für Allgemeine Materialwissenschaft der CAU zu Kiel

Dipl.-Ing. Andreas Schütt, Lehrstuhl für Allgemeine Materialwissenschaft der CAU zu Kiel

Weitere Personen waren an der geistigen Herstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich nicht die Hilfe eines Promotionsberaters in Anspruch genommen. Dritte haben von mir weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Teile der Arbeit wurde an den folgenden Stellen veröffentlicht

Fundstelle: Proceedings of the 23rd European PV Solar Energy Conference and Exhibition 2008, Valencia, 2.CV.5.9 „*Influence of different wet chemical cleaning procedures prior to silicon nitride deposition on cell performance and surface passivation*“, Autoren: Sinje Keipert, Peng Wang, Dietmar Borchert, Stefan Müller, Lars Kühnemann, Markus Rinio.

Proceedings of 24th European PV Solar Energy Conference and Exhibition 2009, Hamburg, 2CV.5.57 „*Investigation and development of industrial feasible cleaning sequences prior to silicon nitride deposition enhancing multicrystalline silicon solar cell efficiency*“, Autoren: Sinje Keipert-Colberg, Bastian Ickler, Udo Belledin, Christopher Krause, Jan Martin Kopfer, Yves Patrick Botchak Mouafi, Björn Kerscher, Stefan Müller, Daniel Biro, Markus Rinio, Dietmar Borchert.

Projekträger Jülich, Förderkennzeichen BMU 0327658A in *Forschungsjahrbuch Erneuerbare Energien*, Jahrgang 2007 bis 2009.

Technische Informationsbibliothek Hannover, Förderkennzeichen BMU 0327658A, Verbund-Nr. 010569912009, 2009, *SLIM-Entwicklung eines Solarzellenkonzepts, das die Verarbeitung ultra-dünner Wafer ohne signifikante Verbiegung und mit hoher Effizienz ermöglicht, Teilprojekt: Zellstrukturentwicklung*, Autoren: Sinje Keipert-Colberg, Dietmar Borchert.

Thin Solid Films, eingereicht 2010, „*Capacitance-voltage characterization and stability investigation of silicon oxide and silicon nitride coatings as passivation layers for crystalline silicon solar cells*“, Autoren: Jan Martin Kopfer, Sinje Keipert-Colberg, Dietmar Borchert

Sinje Keipert-Colberg

Lebenslauf

Geburtsdatum und –ort	Persönliche Daten 10. November 1981 in Kiel
Staatsangehörigkeit	Deutsch
aktueller Wohnsitz	Dortmund
Familienstand	Verheiratet
April 2007 bis Oktober 2010	Werdegang Wissenschaftliche Angestellte mit dem Ziel Promotion, Labor- und Servicecenter Gelsenkirchen des Fraunhofer Instituts für Solare Energiesysteme
August 2007 bis September 2010	Eingeschrieben zur Promotion
Oktober 2001 bis Februar 2007	Chemiestudium an der CAU zu Kiel, Abschluss: Diplom-Chemikerin Diplomarbeit am Lehrstuhl für allgemeine Materialwissenschaft der technischen Fakultät. Betreuer Prof. Dr. H. Föll. Titel der Arbeit: <i>Elektrochemische Charakterisierung photoaktiver Halbleitermaterialien für den Einsatz in Solarzellen mittels „linear response“-Untersuchungen in Spannung und Beleuchtung.</i>
Dezember 2007	Auszeichnung mit dem Otto-Diels-Preis der Sektion Chemie der CAU als bestes Diplom des Jahres
März 2002 bis März 2006	Förderung des Studiums durch die Studienstiftung des deutschen Volkes
Oktober 2003 bis März 2004	Praktikum bei der Japanisch-Deutschen Gesellschaft in Kobe, Japan
1992 bis 2001	Humboldt-Schule, Kiel Abschluss: Abitur
1988 bis 1992	Grundschule Russee, Kiel